

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE :

52

THESES

présentées

à la Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris

pour obtenir

le titre de DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jacques LASRY

PREMIERE THESE

ETUDE DE L'INJECTION DE PLASMA DANS UN CHAMP MAGNETIQUE A DOUBLE COURBURE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

PHENOMENES HAUTE FREQUENCE DANS LES JONCTIONS DE JOSEPHSON

Soutenues le 1 juin 1967, devant la Commission d'examen

MM. GRIVET

Président

HUBERT

SEPTIER

TACHON

Examineurs

THESES

présentées

à la Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris

pour obtenir

le titre de DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jacques LASRY

PREMIERE THESE

ETUDE DE L'INJECTION DE PLASMA DANS UN CHAMP MAGNETIQUE A DOUBLE COURBURE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

PHENOMENES HAUTE FREQUENCE DANS LES JONCTIONS DE JOSEPHSON

Soutenues le 1 juin 1967, devant la Commission d'examen

MM. GRIVET

Président

HUBERT

SEPTIER

TACHON

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41549002_0027

A Didier Véron

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée, Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Je remercie Monsieur le Professeur GRIVET d'avoir accepté de diriger ma thèse.

Je remercie Monsieur TROCHERIS, Chef du Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée, et Monsieur HUBERT, Chef du Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée, qui ont permis et facilité cette étude.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur TACHON pour l'attention constante qu'il a portée à la progression de mon travail.

Mes remerciements vont tout particulièrement à Monsieur VERON, pour la bienveillance avec laquelle il m'a aidé au cours de ce travail, ainsi que pour ses conseils et ses suggestions qui ont toujours été d'une grande efficacité.

Je tiens également à remercier Messieurs DESCHAMPS et COLOMES pour leur importante collaboration ; Messieurs BOURON, OCCHIONORELLI et VAYRAC qui ont apporté un soin particulier à la réalisation des dispositifs expérimentaux, Mademoiselle DELORME qui a bien voulu se charger de la dactylographie de cette thèse ; ainsi que tous ceux dont la contribution amicale a été hautement appréciée.

TABLE GENERALE DES MATIERES

	Pages
RESUME	
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - Etude théorique du mouvement du plasma dans un champ magnétique courbe	3
CHAPITRE II - Description et technologie du dispositif expérimental	30
CHAPITRE III - Etude expérimentale de l'injection de plasma dans un champ magnétique à double courbure	50
CONCLUSION	97
BIBLIOGRAPHIE	99

RESUME

I. Etude théorique du mouvement du plasma dans un champ magnétique courbe

Lorsque l'on injecte un plasma tangentiellement aux lignes de force d'un champ magnétique curviligne, la dérive des particules dans une direction perpendiculaire au plan de la courbe entraîne l'apparition d'un champ électrique de polarisation E si la quantité $\frac{m n}{\epsilon_0 B^2} \gg 1$ (où m est la masse d'un ion, n la densité du plasma, ϵ_0 la constante diélectrique du vide et B l'intensité de l'induction magnétique). Le plasma devrait alors se propager en ligne droite, ignorant la courbure du champ magnétique.

Si l'on suppose qu'un courant peut circuler dans un circuit reliant les faces polarisées du plasma, l'effet du champ électrique peut être fortement atténué si l'impédance de ce circuit est suffisamment faible. En particulier, si le champ magnétique présente deux courbures successives de sens opposés, les champs électriques résultant des dérives des particules dans chaque section courbe ont des sens opposés et peuvent s'annuler mutuellement par circulation de courant le long des lignes de force.

II. Description et technologie du dispositif expérimental

La chambre à vide métallique, de 30 cm de diamètre, est formée de deux tronçons rectilignes de 1 m de long, séparés par deux sections curvilignes identiques de courbures opposées, s'étendant chacune sur 1/8 de circonférence (rayon de courbure 1 m). Le champ magnétique longitudinal maximum est de 10 kGs. Le plasma est produit par un canon coaxial à préionisation annulaire.

III. Etude expérimentale de l'injection de plasma dans un champ magnétique à double courbure

Le plasma injecté est caractérisé par une densité de 10^{12} à 10^{13} ions/cm³, une énergie dirigée moyenne de 18 keV et une énergie transversale moyenne de plusieurs keV.

Lorsque le champ électrique E est suffisamment faible pour être négligé, les ions du plasma dérivent dans une direction perpendiculaire au plan de la courbe d'une distance $\frac{m v_{\parallel} \varphi}{q B}$ (où $v_{\parallel}$ est la vitesse d'un ion suivant la direction de B , q sa charge et φ l'arc de courbe parcouru). Selon que cette distance est inférieure ou supérieure au rayon de la chambre, une particule émise sur l'axe est ou n'est pas transmise à travers le dispositif. On peut ainsi purifier le plasma vis-à-vis des ions lourds. Un taux d'impuretés inférieur à 0,2 % est obtenu pour la portion la plus rapide du plasma, ce qui représente une purification d'un facteur 100 par rapport au plasma injecté.

Le champ électrique de polarisation est fortement atténué lorsque l'on crée dans la partie rectiligne d'injection une zone où la conductivité perpendiculairement au champ magnétique est élevée. On peut alors mesurer le courant de dépolarisation à l'aide de bobinages de Rogowski et de cylindres de Faraday. L'intensité observée est en accord avec la valeur calculée théoriquement.

INTRODUCTION

L'obtention d'un plasma susceptible de donner lieu à des réactions de fusion thermonucléaire [1], [2] pose deux problèmes essentiels : la formation et le confinement d'un plasma chaud.

L'une des nombreuses solutions qui ont été proposées consiste à injecter, dans une configuration magnétique à miroirs [1], le plasma produit par un canon. Lorsque le plasma se trouve confiné, le nombre de réactions de fusion est déterminé par trois paramètres essentiels : la densité, la température, et le temps de vie du plasma. De nombreux processus de refroidissement et de destruction du plasma peuvent intervenir. En particulier, la présence de particules non ionisées au sein du plasma peut donner lieu au phénomène d'échange de charge, au cours duquel un ion rapide se transforme en un atome neutre. D'autre part, la présence d'impuretés de masse élevée entraîne des pertes d'énergie par rayonnement. Il en résulte que le plasma injecté dans la configuration magnétique doit être aussi pur que possible, tant vis-à-vis des ions lourds que des particules neutres.

Pour atteindre ce but, on peut imaginer plusieurs systèmes. L'un de ceux-ci consiste à créer dans la zone comprise entre le canon et les miroirs un champ magnétique courbe. Les ions vont dériver sous l'action de la force centrifuge proportionnellement à leur masse, et il sera possible d'éliminer les impuretés de masse élevée. Pour des raisons qui seront exposées par la suite, le champ magnétique réalisé à Fontenay-aux-Roses présente deux courbures successives de sens opposé, ayant ainsi la forme d'un S. La présente thèse a pour objet l'étude de la propagation du plasma dans un tel champ.

D'autre part, l'élimination des atomes neutres peut être réalisée, soit en refroidissant les parois de la chambre à la température de l'Helium liquide [3], soit en utilisant des parois recouvertes de titane et portées à la température de l'azote liquide [4]. En effet, dans ces conditions, la probabilité pour qu'une particule tombant sur la paroi soit adsorbée est très voisine de 1 .

Lorsque l'on utilise cette méthode avec une chambre rectiligne, les atomes neutres émis par le canon, et dont la vitesse est dirigée suivant l'axe de la chambre, peuvent atteindre la zone des miroirs magnétiques sans avoir rencontré la paroi. Ce jet direct ne peut plus exister si l'on utilise une chambre courbe. Si le libre parcours moyen des atomes neutres est suffisamment grand, on peut ainsi éliminer toutes les particules non ionisées.

- CHAPITRE I -

ETUDE THEORIQUE DU MOUVEMENT DU PLASMA DANS
UN CHAMP MAGNETIQUE COURBE

1.1 - Equations générales

1.2 - Hypothèse de l'annulation du champ électrique de polarisation par circulation
d'un courant

1.2.1 - Circuit de dépolarisation

1.2.2 - Equations relatives à un plasmotide court

1.2.3 - Equations en régime permanent

1.2.4 - Cas expérimental

Liste des principaux symboles utilisés dans
ce chapitre

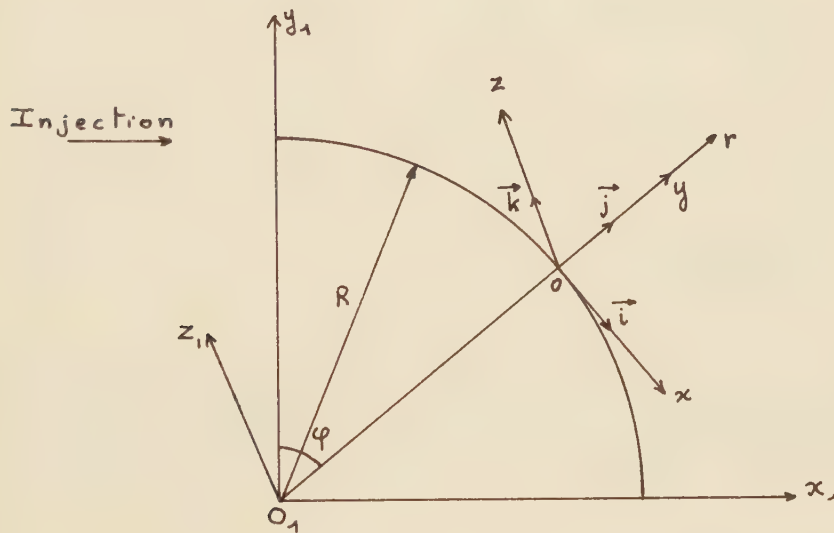
R	Rayon de courbure de la ligne de force moyenne
B	Intensité de l'induction magnétique
$v_{//}$	Vitesse d'une particule suivant les lignes de force du champ magnétique
$v_{\perp}$	Vitesse d'une particule dans une direction perpendiculaire aux lignes de force
v_D	Vitesse de dérive du centre guide de la particule
$\vec{E}$	Champ électrique
m	Masse d'un ion
q	Charge d'un ion
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	Vecteurs unitaires sur les axes ox, oy, oz
n	Densité du plasma
ϵ_0	Constante diélectrique du vide
h, l	Epaisseur et largeur du plasma (supposé de forme parallélépipédique)
J	Densité du courant de dépolarisation
I	Intensité du courant de dépolarisation
s	Section dans laquelle circule le courant de dépolarisation
$\mathcal{L}$	Inductance propre du circuit de dépolarisation
ρ	(Résistance du circuit de dépolarisation (1.2.2) (Résistance par unité de longueur du plasma le long des lignes de force (1.2.3))
ρ_0	Résistance de la grille de dépolarisation (1.2.3)

Le système d'unités utilisé est le système MKSA rationalisé.

1.1 - Equations générales

Considérons le mouvement d'une particule injectée tangentiellement aux lignes de force d'un champ magnétique constant dans le temps et présentant une courbure de rayon R et une torsion nulle.

Les calculs sont effectués dans le système d'axes (ox, oy, oz) défini sur la Fig. I, 1



- Figure I, 1 -

L'origine o du trièdre se déplace sur la ligne de force du champ magnétique avec la vitesse $v_{//}$ de la particule. Nous supposons que le champ magnétique en un point situé à la distance r du centre de courbure o_1 peut s'exprimer par :

$$B(r) = \frac{K}{r} \quad (K = \text{constante}) \quad (1.1)$$

(champ produit par un courant circulant dans un conducteur rectiligne de longueur infinie perpendiculaire au plan de la courbe et passant par le centre de courbure).

Nous supposons également que le mouvement des particules constituant le plasma peut être décrit par le mouvement des centres guides associés à chaque particule, auquel se superpose le mouvement de rotation autour de ces centres guides. Nous admettrons enfin que l'influence des collisions est négligeable et que les courants circulant dans le plasma ne modifient pas le champ magnétique produit par les bobines extérieures, c'est-à-dire que :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$$

En l'absence de champ électrique extérieur, les particules d'un plasma injecté dans un champ magnétique courbe vont subir l'action de la force centrifuge. Celle-ci est proportionnelle à la masse de la particule. Son action s'exerce suivant oy et il en résulte une vitesse de dérive dirigée suivant oz , qui a pour expression :

$$\frac{\vec{F}/q \times \vec{B}}{B^2}$$

Cette vitesse a le signe de la charge électrique, et est donc dirigée dans des sens opposés pour les ions et les électrons. Il en résulte une séparation de charges qui fait apparaître au sein du plasma un champ électrique de polarisation E , dirigé suivant oz :

$$\vec{E} = E \vec{k}$$

Ce champ électrique a deux effets. Tout d'abord, il provoque une dérive des particules dans la direction oy , de vitesse :

$$\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

D'autre part, le courant de polarisation, dû aux particules qui dérivent suivant oz sous l'action de la force centrifuge, entraîne l'apparition d'une force d'origine électromagnétique, dont l'action va s'opposer au mouvement des charges. Il en résulte une vitesse de dérive due à la polarisation du plasma, dirigée suivant oz , et de signe contraire à la vitesse de dérive due à la force centrifuge.

On peut exprimer la vitesse de dérive des centres guides, dans une direction perpendiculaire au champ magnétique, par [5], [6], [7] :

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{m v_{\perp}^2}{4 q B^4} \vec{B} \times \vec{\nabla} B^2 + \frac{m v_{\parallel}}{q B^2} \vec{B} \times \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{B}}{B} \right) + \frac{m}{q B^2} \vec{B} \times \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \right) \quad (1.2)$$

- Le premier terme est la vitesse de dérive en présence d'un champ électrique
- Le second terme est la vitesse de dérive due au gradient de champ magnétique
- Le troisième terme représente la vitesse de dérive due à la force centrifuge
- Le dernier terme est la vitesse de dérive due à la variation de polarisation du plasma.

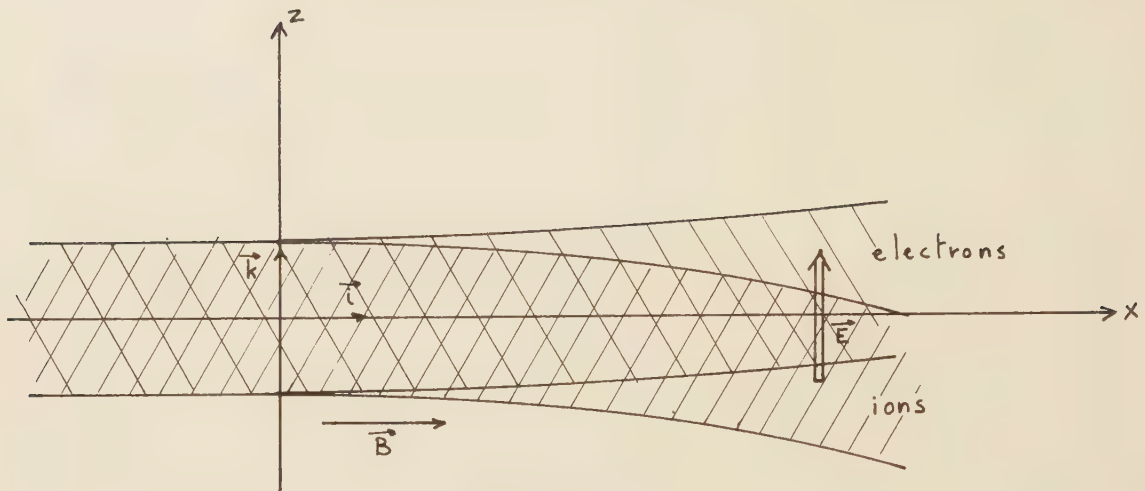
En tenant compte de la direction de l'induction magnétique et de celle du champ électrique, on a :

$$\vec{B} = B \vec{i} \quad \text{et} \quad \vec{E} = E \vec{k} \quad (1.3)$$

L'équation (1.2) peut alors se mettre sous la forme :

$$\vec{v}_D = \frac{E}{B} \vec{j} - \frac{m}{q B R} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right) \vec{k} + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \vec{k} \quad (1.4)$$

Les vitesses de dérive dues à la force centrifuge et à la polarisation du plasma, étant proportionnelles à la masse de la particule, sont négligeables pour les électrons (Fig. 1, 2).



- Figure I, 2 -

Le champ électrique vu par un ion est donné par la relation :

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{q n (v_z^+ - v_z^-)}{\epsilon_0} \approx - \frac{q n v_z^+}{\epsilon_0} \quad (1.5)$$

où v_z^+ et v_z^- désignent respectivement la vitesse de dérive suivant oz pour les ions et les électrons.

Si l'on suppose $\frac{v_z^2}{2}$ négligeable devant $v_{//}^2$, les équations (1.4) et (1.5) conduisent au système suivant, écrit dans le système d'axes (o, x, y, z) mobiles, pour un ion du plasma :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_z = - \frac{m}{q B R} v_{//}^2 + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \\ v_y = \frac{E}{B} \end{array} \right. \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

$$\left\| \frac{dE}{dt} = - \frac{qn v_z}{\epsilon_0} \right. \quad (1.8)$$

La résolution de ce système peut se conduire de la façon suivante :

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{qn}{\epsilon_0} \left[- \frac{m}{qBR} v_{||}^2 + \frac{m}{qB} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \right]$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{mn v_{||}^2}{\epsilon_0 B R} - \frac{mn}{\epsilon_0 B^2} \frac{dE}{dt} + \frac{mn E}{\epsilon_0 B^3} \frac{dB}{dt}$$

$$\frac{dE}{dt} \frac{1}{1 + \frac{mn}{\epsilon_0 B^2}} \left(\frac{mn v_{||}^2}{\epsilon_0 B R} + \frac{mn E}{\epsilon_0 B^3} \frac{dB}{dt} \right)$$

Le cas où la quantité $\frac{mn}{\epsilon_0 B^2}$ est très inférieure à 1 correspond à un plasma de densité très faible dont les particules, pratiquement indépendantes, suivent les lignes de force du champ, [7], [8], à la dérive de courbure près. Nous nous intéressons au cas pratique où $\frac{mn}{\epsilon_0 B^2}$ est très supérieure à l'unité *.

En négligeant 1 devant $\frac{mn}{\epsilon_0 B^2}$:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\epsilon_0 B^2}{mn} \left(\frac{mn v_{||}^2}{\epsilon_0 B R} + \frac{mn E}{\epsilon_0 B^3} \frac{dB}{dt} \right)$$

$$\frac{1}{B} \frac{dE}{dt} - \frac{E}{B^2} \frac{dB}{dt} - \frac{v_{||}^2}{R} = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) - \frac{v_{||}^2}{R} = 0$$

* Pour $B = 3000$ Gauss et $n = 10^{13}$ protons par cm^3 :

$$\frac{mn}{\epsilon_0 B^2} \simeq 4.10^4 \gg 1$$

$$\frac{d v_y}{dt} - \frac{v_{//}^2}{R} = 0 \quad (1.9)$$

Compte tenu de (1.6) et (1.7), cette équation montre que $v_z = 0$. Le mouvement est donc plan.

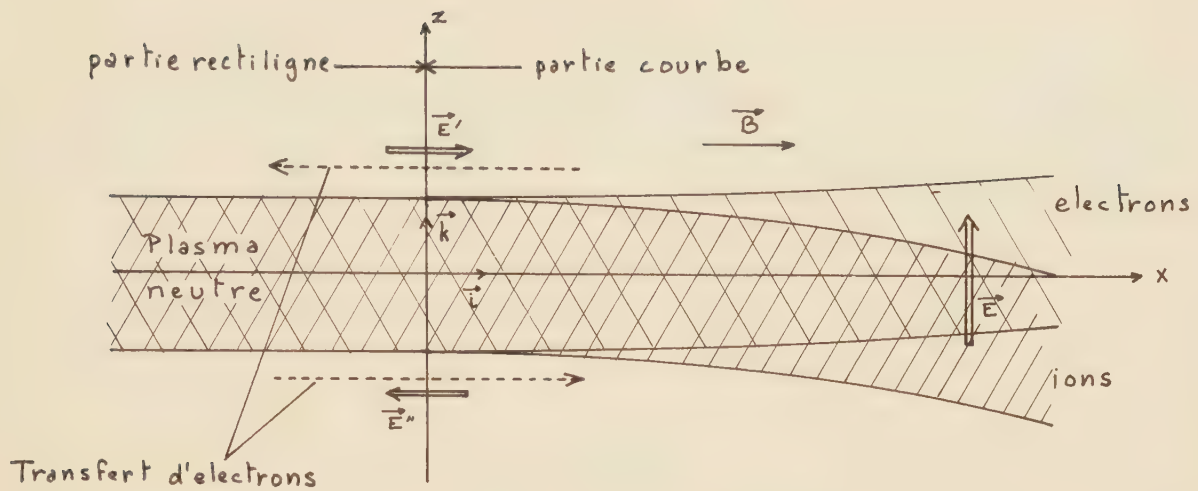
D'autre part, le système d'axes utilisé est animé par rapport au système du laboratoire d'un mouvement circulaire uniforme d'accélération radiale égale à $-\frac{v_{//}^2}{R}$. Il en résulte que l'équation (1.9) est l'équation d'une ligne droite. Il s'agit donc d'un mouvement rectiligne et uniforme de vitesse $v_{//}$ suivant la direction du champ magnétique à l'entrée de la partie courbe.

Cependant, des expériences [9], [10] ont montré que le plasma peut suivre les lignes de force d'un champ magnétique courbe, même lorsque ses caractéristiques sont telles qu'elles autorisent les approximations faites au cours de ce calcul $\left(\frac{m n}{\epsilon_0 B^2} \gg 1, v_{//}^2 \gg \frac{v_{\perp}^2}{2} \right)$. Nous sommes donc conduits à introduire une hypothèse supplémentaire dans l'étude de ce mouvement.

1.2 - Hypothèse de l'annulation du champ électrique de polarisation par circulation d'un courant

1.2.1 - Circuit de dépolarisation

La dérive des ions et des électrons dans des sens opposés suivant l'axe oz entraîne l'apparition de charges électriques non compensées à la surface du plasma. Nous avons vu que ces charges font apparaître un champ électrique de polarisation, dirigé suivant oz . Mais elles font également apparaître des champs électriques suivant ox , entre le plasma polarisé qui se trouve dans la partie courbe et le plasma neutre situé dans la partie rectiligne (Fig. 1, 3)



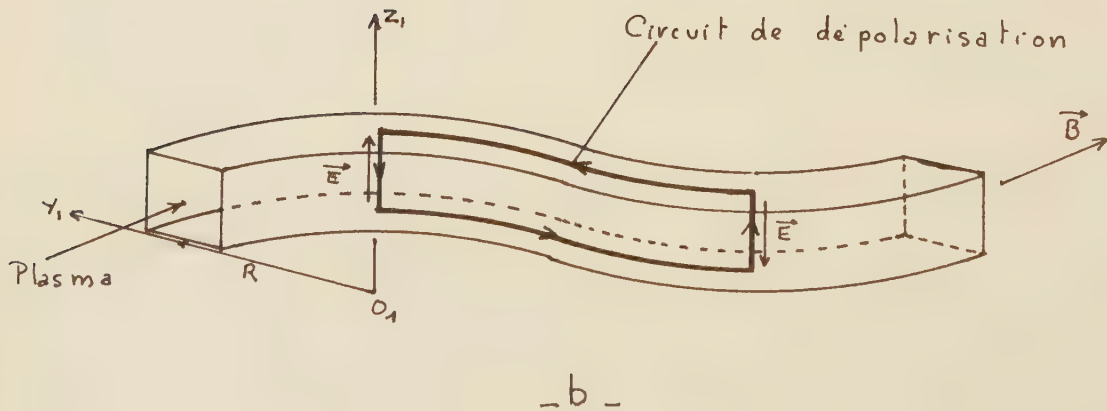
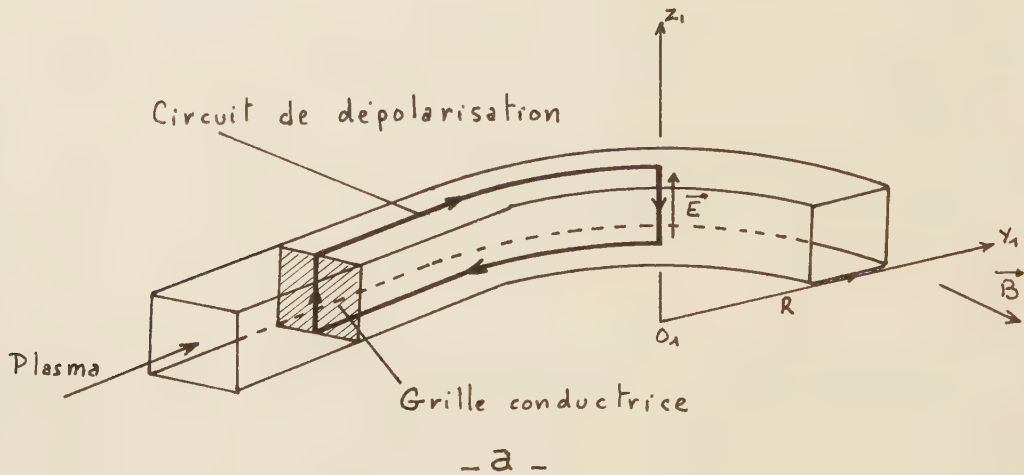
- Figure I,3 -

La conductivité du plasma le long des lignes de force étant élevée, ces champs vont provoquer le déplacement des électrons de la face polarisée négativement vers le plasma neutre, tandis que des charges de l'autre face vont être compensées par des électrons provenant du plasma qui se trouve dans la partie rectiligne d'injection. Si, dans cette partie, la conductivité dans une direction perpendiculaire aux lignes de force est suffisante, le champ électrique de polarisation peut être atténué par la circulation d'un courant, que nous appellerons courant de dépolari-

sation. Lorsque l'on améliore cette conductivité, par exemple au moyen d'une grille métallique placée comme l'indique la Fig. 1,4-a, on constate expérimentalement* que la dérive du plasma suivant l'axe oy devient très faible, ce qui n'est possible que lorsque le champ électrique de polarisation est également très faible. On peut aussi augmenter la conductivité transversale en créant dans la région de l'injection un gradient de champ important suivant ox , de sorte que la plupart des lignes de force magnétiques coupent la paroi métallique. On observe alors le même phénomène que précédemment.

* voir Chapitre III

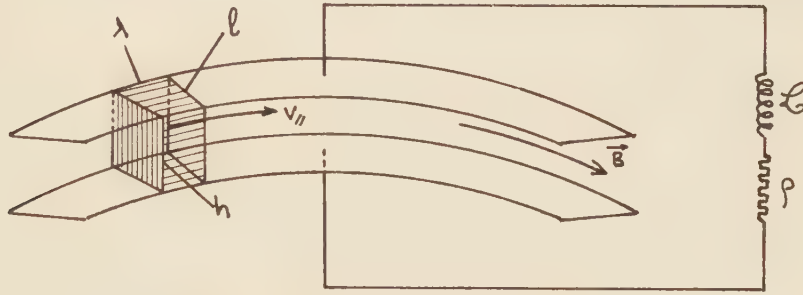
Si l'on considère un champ magnétique présentant deux courbures successives de sens opposés, les champs électriques de polarisation qui se développent dans chaque partie courbe ont des sens opposés. On peut alors imaginer le circuit de dépolarisation représenté sur la Fig. I, 4-b.



- Figure I, 4 -

1.2.2 - Equations relatives à un plasmotide court

Supposons tout d'abord que les dimensions (ℓ, h, λ) du plasmotide soient faibles devant la longueur de la courbe, et que la conductivité du plasma soit très grande le long des lignes de force magnétiques. On peut alors imaginer le schéma de la Fig. 1,5, où la conductivité le long des lignes de force est assimilée à celle de deux plaques métalliques parallèles. Ces deux plaques sont reliées entre elles par un circuit extérieur, de résistance ρ et d'inductance propre $\mathcal{L}$ supposées constantes.



- Figure I,5 -

Le système d'équations (1.6), (1.7), (1.8) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_z = - \frac{m v_{||}^2}{q B R} + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \end{array} \right. \quad (1.10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_y = \frac{E}{B} \end{array} \right. \quad (1.11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE}{dt} = - \frac{q n v_z}{\epsilon_0} + \frac{J}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad (1.12)$$

où J désigne la densité du courant de dépolarisation.

Il en résulte que :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{1 + \frac{m n}{\epsilon_0 B^2}} \left[\frac{m n v_{||}^2}{\epsilon_0 B R} + \frac{J}{\epsilon_0} + \frac{m n E}{\epsilon_0 B^3} \frac{dB}{dt} \right]$$

Si l'on néglige ici encore 1 devant $\frac{m n}{\epsilon_0 B^2}$, on peut écrire :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{B v_y^2}{R} + \frac{B^2 J}{m n} + \frac{E}{B} \frac{dB}{dt} \quad (1.13)$$

Si le courant de dépolarisation I de densité J , circule dans une section $s = l \cdot \lambda$, on a la relation :

$$I = J \cdot s$$

L'équation du circuit est alors :

$$\mathcal{L} \frac{dI}{dt} + \rho I = - h E$$

ou encore :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 I}{dt^2} + \rho \frac{dI}{dt} = - h \frac{dE}{dt} \quad (1.14)$$

et, en tenant compte de (1.13) :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 I}{dt^2} + \rho \frac{dI}{dt} + \frac{h B^2 I}{m n s} = - \frac{h B v_y^2}{R} - \frac{h E}{B} \frac{dB}{dt} \quad (1.15)$$

Le dernier terme du second membre s'écrit, en tenant compte de (1.1) :

$$- \frac{h E}{B} \frac{dB}{dt} = - \frac{h E}{B} \frac{dB}{dr} \frac{dr}{dt}$$

Or :

$$\frac{E}{B} = \frac{dr}{dt} = v_y$$

et :

$$\frac{dB}{dr} = - \frac{B}{r}$$

d'où :

$$- \frac{h E}{B} \frac{dB}{dt} = \frac{h B}{r} v_y^2$$

Nous nous plaçons dans le cas expérimental où le plasma suit approximativement les lignes de force magnétiques ; ceci implique :

$$r \neq R \quad \text{et} \quad v_y \ll v_{||}$$

On a donc :

$$- \frac{h E}{B} \frac{dB}{dt} \approx \frac{h B}{R} v_y^2 \ll \frac{h B}{R} v_{||}^2$$

Le dernier terme du second membre de l'équation (1.15) est donc négligeable devant le premier.

L'équation du circuit devient :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 I}{dt^2} + \rho \frac{dI}{dt} + \frac{h B^2}{m n s} I = - \frac{h B v_{||}^2}{R} \quad (1.16)$$

L'équation caractéristique est :

$$\omega^2 + \frac{\rho}{\mathcal{L}} \omega + \frac{h B^2}{\mathcal{L} m n s} = 0$$

Posons :

$$a = \frac{\rho}{2\mathcal{L}} \quad \text{et} \quad \omega = B \sqrt{\frac{h}{\mathcal{L} m n s}}$$

et comparons ces deux grandeurs :

$$1^\circ) \quad \underline{a < \omega}$$

Posons :

$$\Omega = \sqrt{\omega^2 - a^2} = \sqrt{\frac{h B^2}{\mathcal{L} m n s} - \frac{\rho^2}{4 \mathcal{L}^2}}$$

La solution de l'équation (1.16) sans second membre est de la forme :

$$I_1 = A e^{-at} \cos(\Omega t + \theta)$$

où A et θ sont les constantes d'intégration.

Une solution particulière de l'équation complète est donnée par :

$$I_2 = - \frac{V_{//}^2}{R} \frac{m n s}{B}$$

La solution générale de l'équation (I.16) est donc :

$$I = - \frac{V_{//}^2}{R} \frac{m n s}{B} + A e^{-at} \cos (\Omega t + \theta)$$

Les constantes A et θ sont définies par les conditions suivantes :

$$. \text{ à } t = 0, I = 0 \text{ et } E = 0$$

Or :

$$E = - \frac{\rho}{h} I - \frac{\mathcal{L}}{h} \frac{dI}{dt}$$

$$\text{donc, à } t = 0, \frac{dI}{dt} = 0$$

Ces conditions conduisent aux expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{V_{//}^2}{R} \frac{m n s}{B} \frac{1}{\cos \theta} \\ \text{tg } \theta = - \frac{a}{\Omega} \end{array} \right.$$

D'où la solution :

$$I = - \frac{V_{//}^2}{R} \frac{m n s}{B} \left(1 - e^{-at} \frac{\cos (\Omega t + \theta)}{\cos \theta} \right)$$

(I.17)

On peut à présent déterminer E , soit grâce à la relation :

$$\frac{dE}{dt} \simeq \frac{B V_{//}^2}{R} + \frac{B^2 I}{m n s}$$

soit par l'équation :

$$E = - \frac{\rho}{h} I - \frac{\mathcal{L}}{h} \frac{dI}{dt}$$

On obtient :

$$E = \frac{B V_{II}^2}{R} \frac{a}{\Omega^2 + a^2} \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cos(\Omega t + \theta)}{\cos \theta} + \frac{\sin(\Omega t + \theta)}{\sin \theta} \right) \right]$$

Or :

$$\frac{a}{\Omega^2 + a^2} = \frac{a}{\omega^2} = \frac{1}{2} \frac{p m n s}{h B^2}$$

Posons : $\tau = \frac{p m n s}{h B^2}$

On obtient :

$$E = \frac{B V_{II}^2}{R} \frac{\tau}{2} \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cos(\Omega t + \theta)}{\cos \theta} + \frac{\sin(\Omega t + \theta)}{\sin \theta} \right) \right] \quad (1.18)$$

La vitesse radiale est donnée par :

$$v_y = \frac{E}{B}$$

La dérive suivant oy est donc :

$$d_y = \int_0^t v_y dt = \frac{V_{II}^2}{R} \frac{\tau}{2} \int_0^t \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cos(\Omega t + \theta)}{\cos \theta} + \frac{\sin(\Omega t + \theta)}{\sin \theta} \right) \right] dt$$

$$d_y = \frac{V_{II}^2}{R} \tau \left\{ t - \frac{\tau}{2} \left[\left(1 - e^{-at} \frac{\sin(\Omega t + \theta)}{\sin \theta} \right) + \left(1 - \frac{1}{a\tau} \right) \left(1 - e^{-at} \frac{\cos(\Omega t + \theta)}{\cos \theta} \right) \right] \right\} \quad (1.19)$$

La vitesse de dérive suivant oz est donnée par :

$$v_z \simeq - \frac{m V_{II}^2}{q B R} + \frac{m}{q B^2} \frac{dE}{dt}$$

La dérive suivant oz est donc :

$$d_z = \int_0^t v_z dt = - \frac{m v_{//}^2}{q B R} t - \frac{m}{q B^2} E$$

$$d_z = - \frac{m v_{//}^2}{q B R} \left\{ t - \frac{\tau}{2} \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cos(\Omega t + \theta)}{\cos \theta} + \frac{\sin(\Omega t + \theta)}{\sin \theta} \right) \right] \right\} \quad (1.20)$$

2°) $\omega < a$

Posons

$$\Omega' = \sqrt{a^2 - \omega^2}$$

Le calcul se conduit de la même façon que ci-dessus et donne les résultats suivants, dans lesquels θ' est défini par :

$$\tanh \theta' = \frac{a}{\Omega'}$$

$$I = - \frac{v_{//}^2}{R} \frac{m n s}{B} \left(1 - e^{-at} \frac{\cosh(\Omega' t + \theta')}{\cosh \theta'} \right) \quad (1.21)$$

$$E = \frac{B v_{//}^2}{R} \frac{\tau}{2} \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cosh(\Omega' t + \theta')}{\cosh \theta'} + \frac{\sinh(\Omega' t + \theta')}{\sinh \theta'} \right) \right] \quad (1.22)$$

$$d_y = \frac{v_{//}^2}{R} \tau \left\{ t - \frac{\tau}{2} \left[\left(1 - e^{-at} \frac{\sinh(\Omega' t + \theta')}{\sinh \theta'} \right) + \left(1 - \frac{1}{a\tau} \right) \left(1 - e^{-at} \frac{\cosh(\Omega' t + \theta')}{\cosh \theta'} \right) \right] \right\} \quad (1.23)$$

$$d_z = - \frac{m v_{//}^2}{q B R} \left\{ t - \frac{\tau}{2} \left[2 - e^{-at} \left(\frac{\cosh(\Omega' t + \theta')}{\cosh \theta'} + \frac{\sinh(\Omega' t + \theta')}{\sinh \theta'} \right) \right] \right\} \quad (1.24)$$

Ces expressions se simplifient considérablement dans les deux cas particuliers suivants :

- lorsque ρ est négligeable devant $\mathcal{L} \Omega$, le circuit peut être considéré comme purement inductif. Son équation devient :

$$\mathcal{L} \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{h B^2}{m n s} I = - \frac{h B v_{II}^2}{R} \quad (1.25)$$

et les résultats sont alors :

$$I = - \frac{v_{II}^2}{R} \frac{m n s}{B} (1 - \cos \omega t) \quad (1.26)$$

$$E = \frac{v_{II}^2}{R} \sqrt{\frac{\mathcal{L} m n s}{h B^2}} \sin \omega t \quad (1.27)$$

$$d_Y = \frac{v_{II}^2}{R} \frac{\mathcal{L} m n s}{h B^2} (1 - \cos \omega t) \quad (1.28)$$

$$d_Z = - \frac{m v_{II}^2}{q B R} \left(t - \frac{\sin \omega t}{\omega} \right) \quad (1.29)$$

- lorsque $\mathcal{L} \Omega'$ est négligeable devant ρ , le circuit peut être considéré comme purement résistif. Son équation est :

$$\rho \frac{dI}{dt} + \frac{h B^2}{m n s} I = - \frac{h B v_{II}^2}{R} \quad (1.30)$$

et les résultats s'écrivent :

$$I = - \frac{v_{II}^2}{R} \frac{m n s}{B} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.31)$$

$$E = \frac{v_{II}^2}{R} \tau B (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.32)$$

$$d_y = \frac{V_{II}^2}{R} \tau \left[t - \tau (1 - e^{-t/\tau}) \right] \quad (1.33)$$

$$d_z = - \frac{m V_{II}^2}{q B R} \left[t - \tau (1 - e^{-t/\tau}) \right] \quad (1.34)$$

Enfin, dans le cas où l'impédance du circuit tend vers zéro, les limites des expressions de I , E , d_y et d_z sont :

$$I \rightarrow - \frac{V_{II}^2}{R} \frac{m n s}{B} \quad (1.35)$$

$$E \rightarrow 0$$

$$d_y \rightarrow 0$$

$$d_z \rightarrow - \frac{m V_{II}^2}{q B R} t$$

$$\text{Si } \begin{cases} \rho \rightarrow 0 \\ \mathcal{L} \rightarrow 0 \end{cases}$$

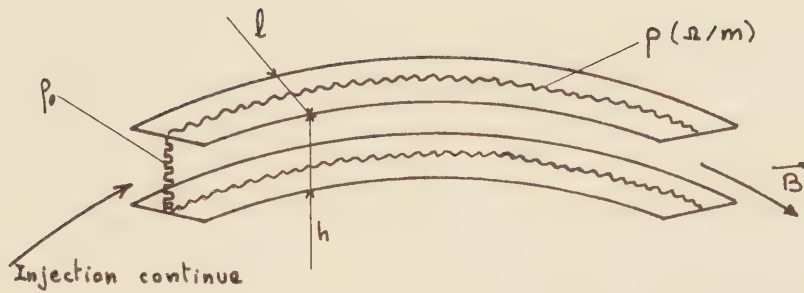
(1.36)

Il en résulte que la dérive d_y peut être fortement atténuée si l'impédance du circuit de dépolarisation est suffisamment faible.

1.2.3 - Equations en régime permanent

Considérons à présent un plasmotide infiniment long, et plaçons nous dans le cas où ce plasmotide suit approximativement les lignes de force magnétiques.

Le circuit de dépolarisation peut être schématisé par deux plaques parallèles reliées par une résistance ρ_0 placée à l'entrée de la partie courbe (c'est la résistance de la grille dont il a été question au paragraphe 1.2.1). Soit ρ la résistance par unité de longueur des plaques, dont la conduction représente celle du plasma le long des lignes de force magnétiques (Fig. 1,6).



- Figure I, 6 -

Nous supposons que la vitesse $v_{||}$ et la densité n du plasma sont constantes. Lorsque le régime d'écoulement permanent est établi, on peut considérer une particule du plasma (sans collisions) qui entre dans la courbe à l'instant $t = 0$.

Dans le système de coordonnées cylindriques représenté sur la Fig. I, 7, le mouvement de dérive de cette particule est défini par :

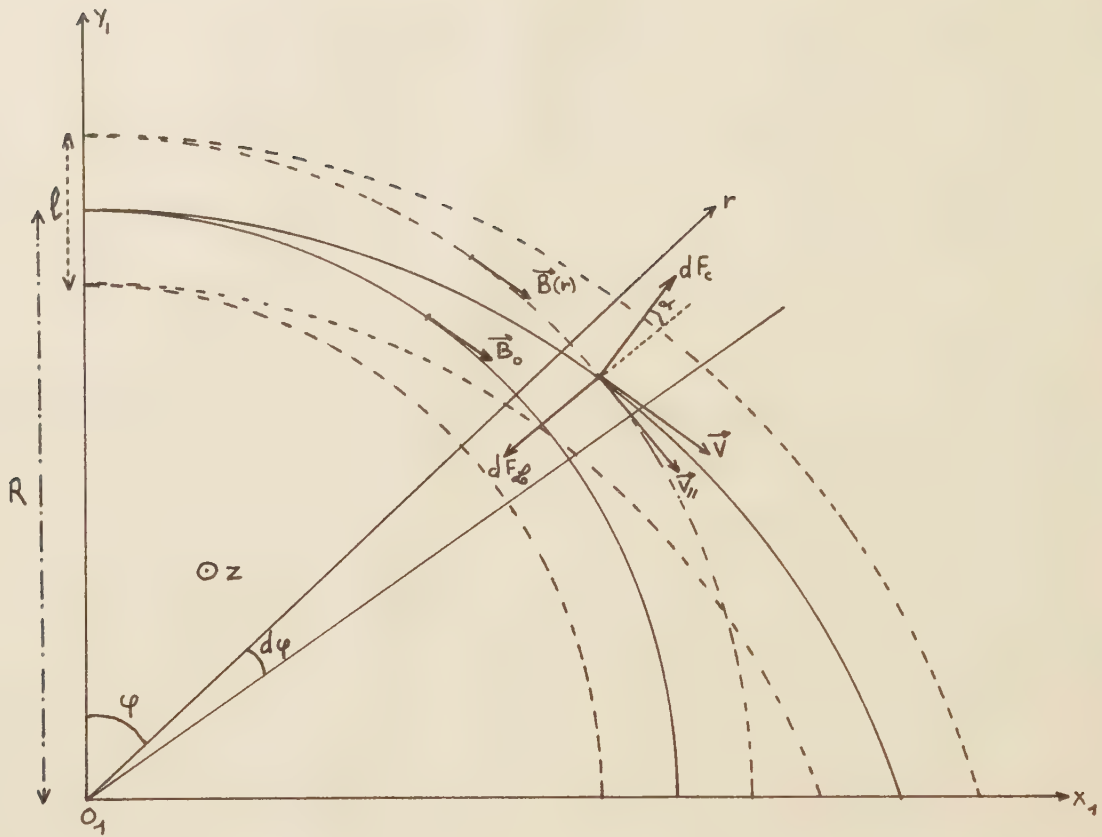
$$\left\{ \begin{array}{l} v_z = - \frac{m v_{||}^2}{q B r} + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \\ v_r = \frac{E}{B} \end{array} \right.$$

La valeur de l'induction magnétique est donnée, d'après (I.1), par :

$$B(r) = B_0 \frac{R}{r}$$

où B_0 est la valeur de l'induction sur l'axe magnétique.

Pour déterminer la valeur du champ électrique E en chaque point, on peut exprimer qu'une tranche de plasma de coordonnée angulaire φ est en équilibre. Dans le plan de la courbe, il suffit d'écrire que la résultante de la force centrifuge et de la force de Laplace est nulle.



- Figure I,7 -

La force centrifuge qui s'exerce sur une tranche de plasma, de longueur dl et de largeur $l \ll R$, a pour expression, en coordonnées intrinsèques :

$$dF_c = \frac{mn l h dl v^2}{R_c}$$

où R_c désigne le rayon de courbure de la trajectoire.

La projection de la force de Laplace sur la normale à la trajectoire s'écrit :

$$dF_L \cdot \cos \alpha = -h B dI \cos \alpha$$

où α est l'angle du rayon vecteur or avec la normale à la trajectoire et dI désigne le courant qui passe dans la tranche de plasma perpendiculairement au plan de la courbe.

Si l'on admet que la vitesse radiale v_r du plasma est très inférieure à sa vitesse $v_{||}$ le long des lignes de champ, on peut faire les approximations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} v^2 \simeq v_{||}^2 \\ R_c \simeq r \\ ds \simeq r d\varphi \\ \cos\alpha \simeq 1 \\ B \simeq B_0 \end{array} \right.$$

On peut alors écrire :

$$dI \simeq - \frac{mn\ell v_{||}^2}{B_0} d\varphi$$

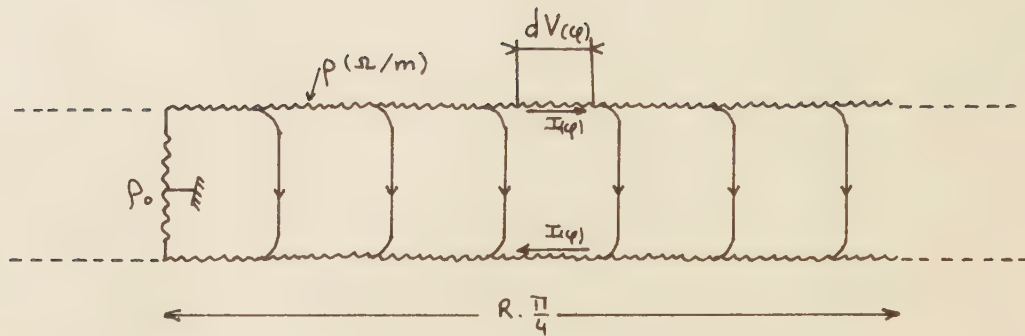
Le courant $I(\varphi)$ qui passe dans les plaques au point de coordonnée angulaire φ est l'intégrale de dI entre les valeurs φ et $\frac{\pi}{4}$ de la variable (pour un arc de courbe total égal à $\frac{\pi}{4}$)

$$I(\varphi) \simeq - \frac{mn\ell v_{||}^2}{B_0} \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) \quad (1.37)$$

Si l'on considère le schéma de la Fig. 1,8 , on voit que la différence de potentiel entre deux points de la plaque supérieure, de coordonnées φ et $\varphi + d\varphi$ est donnée par :

$$dV(\varphi) = \rho \cdot R d\varphi \cdot I(\varphi)$$

$$dV(\varphi) = - \frac{\rho R mn\ell v_{||}^2}{B_0} \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) d\varphi$$



- Figure I, 8 -

Si le point milieu de la résistance ρ_0 est au potentiel zéro, on peut écrire :

$$V(\varphi) = - \frac{\rho R m n \ell v_{||}^2}{B_0} \left(\frac{\varphi \pi}{4} - \frac{\varphi^2}{2} \right) - \frac{\rho_0}{2} \frac{m n \ell v_{||}^2}{B_0} \frac{\pi}{4} \quad (1.38)$$

Le point correspondant de la plaque inférieure est à potentiel égal à $V(\varphi)$ en valeur absolue et de signe opposé. Le champ électrique en un point de coordonnée angulaire φ a donc pour expression :

$$E(\varphi) = \frac{m n \ell v_{||}^2}{h B_0} \left[2 \rho R \varphi \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) + \rho_0 \frac{\pi}{4} \right] \quad (1.39)$$

Cette expression donne la valeur du champ électrique le long de l'axe magnétique. Elle n'est rigoureusement exacte que si la vitesse radiale du plasma est nulle. Si l'on suppose que $v_r \ll v_{||}$, on peut admettre que le champ électrique vu par une particule ne sera pas très différent de celui qui vient d'être calculé. On peut alors étudier le mouvement de cette particule grâce au système d'équations :

$$\left\{ \begin{aligned} v_z &= - \frac{m v_{||}^2}{q B r} + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right) \\ v_r &= - \frac{E}{B} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B(r) = B_0 \frac{R}{r} \\ E(\varphi) = \frac{mn\ell v_{II}^2}{h B_0} \left[2\rho R \varphi \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) + \rho_0 \frac{\pi}{4} \right] \end{array} \right.$$

La vitesse radiale peut se mettre sous la forme :

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{v_{II}}{r}$$

d'où :

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{r}{v_{II}} \frac{r E}{B_0 R} = \frac{r^2}{B_0 R v_{II}} \frac{mn\ell v_{II}^2}{h B_0} \left[2\rho R \varphi \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) + \rho_0 \frac{\pi}{4} \right]$$

$$\frac{dr}{r^2} = \frac{mn\ell v_{II}}{h B_0^2 R} \left[2\rho R \varphi \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) + \rho_0 \frac{\pi}{4} \right] d\varphi$$

Cette expression s'intègre facilement :

$$\frac{1}{r} = - \frac{mn\ell v_{II}}{h B_0^2 R} \left[2\rho R \varphi^2 \left(\frac{\pi}{8} - \frac{\varphi}{6} \right) + \rho_0 \frac{\pi}{4} \varphi \right] + \frac{1}{R}$$

$$r = R \cdot \frac{1}{1 - \frac{mn\ell v_{II}}{12 h B_0^2} \left(3\rho_0 \pi \varphi + 3\rho R \pi \varphi^2 - 4\rho R \varphi^3 \right)} \quad (1.40)$$

Lorsque φ varie entre 0 et $\frac{\pi}{4}$, l'expression entre parenthèses est une fonction toujours croissante de φ . On peut donc calculer une valeur maximum du second terme du dénominateur en prenant $\varphi = \frac{\pi}{4}$

Dans nos conditions expérimentales :

$$m \approx 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ grammes (ions hydrogène)}$$

$$n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$R \approx 1 \text{ m}$$

$$v_{\parallel} \approx 10^8 \text{ cm/s}$$

$$\ell \approx h \approx 10 \text{ cm}$$

$$B_0 \approx 3000 \text{ Gauss}$$

On obtient :

$$\frac{m n \ell v_{\parallel}}{12 h B_0^2} \approx 1,3 \cdot 10^{-2}$$

$$\left(3 \rho_0 \pi \varphi + 3 \rho R \pi \varphi^2 - 4 \rho R \varphi^3 \right)_{\varphi = \frac{\pi}{4}} \approx 7,5 \rho_0 + 3,85 \rho R$$

Pour une température électronique de 10^{-2} keV, la valeur approchée de ρ est de $10^{-3} \Omega$. La résistance ρ_0 varie, suivant la grille utilisée, entre 10^{-3} et $10^{-2} \Omega$.

Le second terme du dénominateur est donc toujours inférieur à 10^{-3} (valeur pour $\rho_0 = 10^{-2} \Omega$ et $\rho = 10^{-3} \Omega/\text{m}$), et l'on peut écrire :

$$r \approx R \left[1 + \frac{m n \ell v_{\parallel}}{12 h B_0^2} \left(3 \rho_0 \pi \varphi + 3 \rho R \pi \varphi^2 - 4 \rho R \varphi^3 \right) \right] \quad (1.41)$$

La vitesse de dérive suivant oz a pour expression :

$$v_z = - \frac{m v_{\parallel}^2}{q B r} + \frac{m}{q B} \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{B} \right)$$

soit :

$$v_z = - \frac{m v_{\parallel}^2}{q B_0 R} + \frac{m r}{q B_0 R} \frac{d v_r}{dt} = - \frac{m v_{\parallel}^2}{q B_0 R} \left(1 - \frac{r}{v_{\parallel}^2} \frac{d v_r}{dt} \right)$$

A partir de l'expression (1.41), posons :

$$r = R (1 + \varepsilon(\varphi))$$

et désignons par $\varepsilon'(\varphi)$ et $\varepsilon''(\varphi)$ les dérivées premières et secondes de $\varepsilon(\varphi)$ par rapport à φ

L'application numérique montre que, pour nos valeurs expérimentales, lorsque φ

varie entre 0 et $\frac{\pi}{4}$, on peut écrire :

$$0 = \varepsilon(0) < \varepsilon(\varphi) < \varepsilon\left(\frac{\pi}{4}\right) \simeq 10^{-3}$$

$$1,2 \cdot 10^{-3} \simeq \varepsilon'(0) < \varepsilon'(\varphi) < \varepsilon'\left(\frac{\pi}{4}\right) \simeq 1,3 \cdot 10^{-3}$$

$$0 = \varepsilon''\left(\frac{\pi}{4}\right) < \varepsilon''(\varphi) < \varepsilon''(0) \simeq 2,5 \cdot 10^{-4}$$

On a :

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = R \varepsilon'(\varphi) \frac{v_{\parallel}}{R [1 + \varepsilon(\varphi)]} \simeq v_{\parallel} \varepsilon'(\varphi) [1 - \varepsilon(\varphi)]$$

En négligeant le produit $\varepsilon \varepsilon'$ devant ε' , on obtient :

$$v_r \simeq v_{\parallel} \varepsilon'(\varphi) \quad (1.42)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} \frac{dv_r}{d\varphi} \simeq \frac{v_{\parallel}^2}{r} \varepsilon''(\varphi)$$

d'où :

$$v_z \simeq - \frac{m v_{\parallel}^2}{q B_0 R} (1 - \varepsilon''(\varphi)) \quad (1.43)$$

En remarquant que :

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_{\parallel}}{r} \frac{dz}{d\varphi}$$

On peut écrire :

$$\frac{dz}{d\varphi} \simeq - \frac{r}{v_{\parallel}} \frac{m v_{\parallel}^2}{q B_0 R} (1 - \varepsilon''(\varphi))$$

$$\frac{dz}{d\varphi} \simeq - \frac{m v_{\parallel}}{q B_0} (1 + \varepsilon(\varphi)) (1 - \varepsilon''(\varphi))$$

et, en négligeant le produit $\varepsilon \varepsilon''$ devant ε et ε'' :

$$\frac{dz}{d\varphi} \simeq - \frac{m v_{II}}{q B_0} \left(1 + \varepsilon(\varphi) - \varepsilon''(\varphi) \right)$$

d'où la dérive suivant l'axe oz :

$$z(\varphi) \simeq - \frac{m v_{II}}{q B_0} \left[\varphi + \int_0^\varphi \varepsilon(\varphi) d\varphi - \varepsilon'(\varphi) \right]$$

Posons :

$$\xi(\varphi) = \varepsilon'(\varphi) - \int_0^\varphi \varepsilon(\varphi) d\varphi$$

On a :

$$\boxed{z(\varphi) \simeq - \frac{m v_{II}}{q B_0} \left[\varphi - \xi(\varphi) \right]}$$

$$\xi(\varphi) = \frac{m n \ell v_{II}}{12 h B_0^2} \left[\rho_0 \cdot 3\pi \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) + \rho R \cdot \varphi (6\pi - 12\varphi - \pi\varphi^2 + \varphi^3) \right] \quad (1.44)$$

L'étude détaillée de la fonction $\xi(\varphi)$ montre que lorsque φ varie de 0 à $\frac{\pi}{4}$ on a :

$$0 < \xi(\varphi) < 1,3 \cdot 10^{-3}$$

1.2.4 - Cas expérimental

Dans notre cas expérimental, la bouffée de plasma émise par le canon a une longueur finie, du même ordre de grandeur que celle de la partie courbe, et la densité et la vitesse varient le long de cette bouffée et au cours du temps. Néanmoins, on peut remarquer que dans les deux exemples théoriques qui ont été étudiés ci-dessus, lorsque l'impédance du circuit de dépolarisation est suffisamment faible, le champ électrique est aussi faible. Dans ces conditions, la dérive radiale est voisine de zéro, et la dérive suivant oz s'exprime par :

$$z(\varphi) \simeq - \frac{m v_{||} \varphi}{q B_0}$$

(1.45)

Cette expression est identique à celle de la dérive d'une particule unique injectée dans un champ magnétique courbe.

- CHAPITRE II -

DESCRIPTION ET TECHNOLOGIE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1 - Le Champ en S

II.1.1 - Chambre à vide

II.1.2 - Champ magnétique

II.1.3 - Vide

II.2 - Le Canon Coaxial

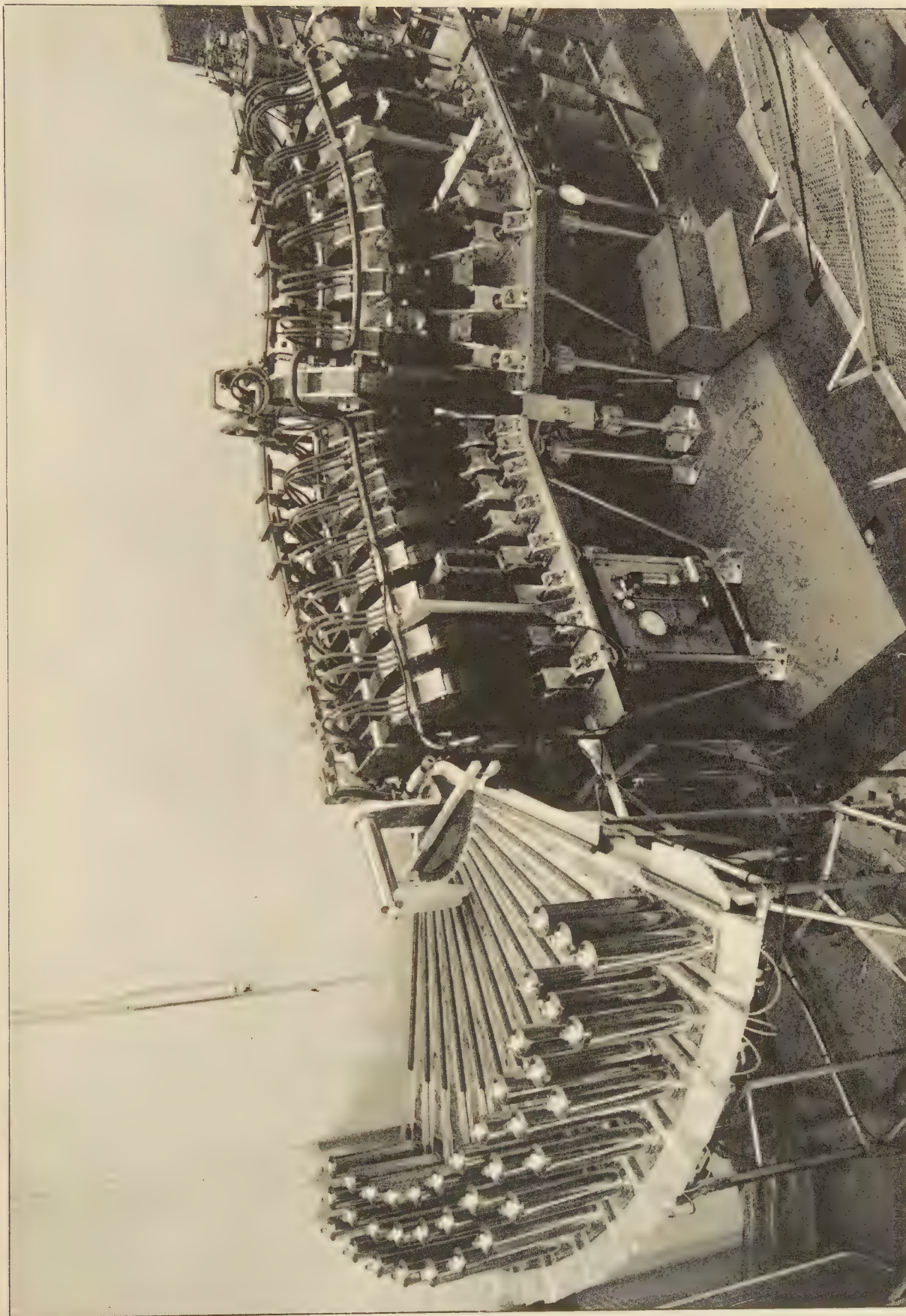
II.2.1 - Description et principe de fonctionnement

II.2.2 - Technologie des bancs de condensateurs

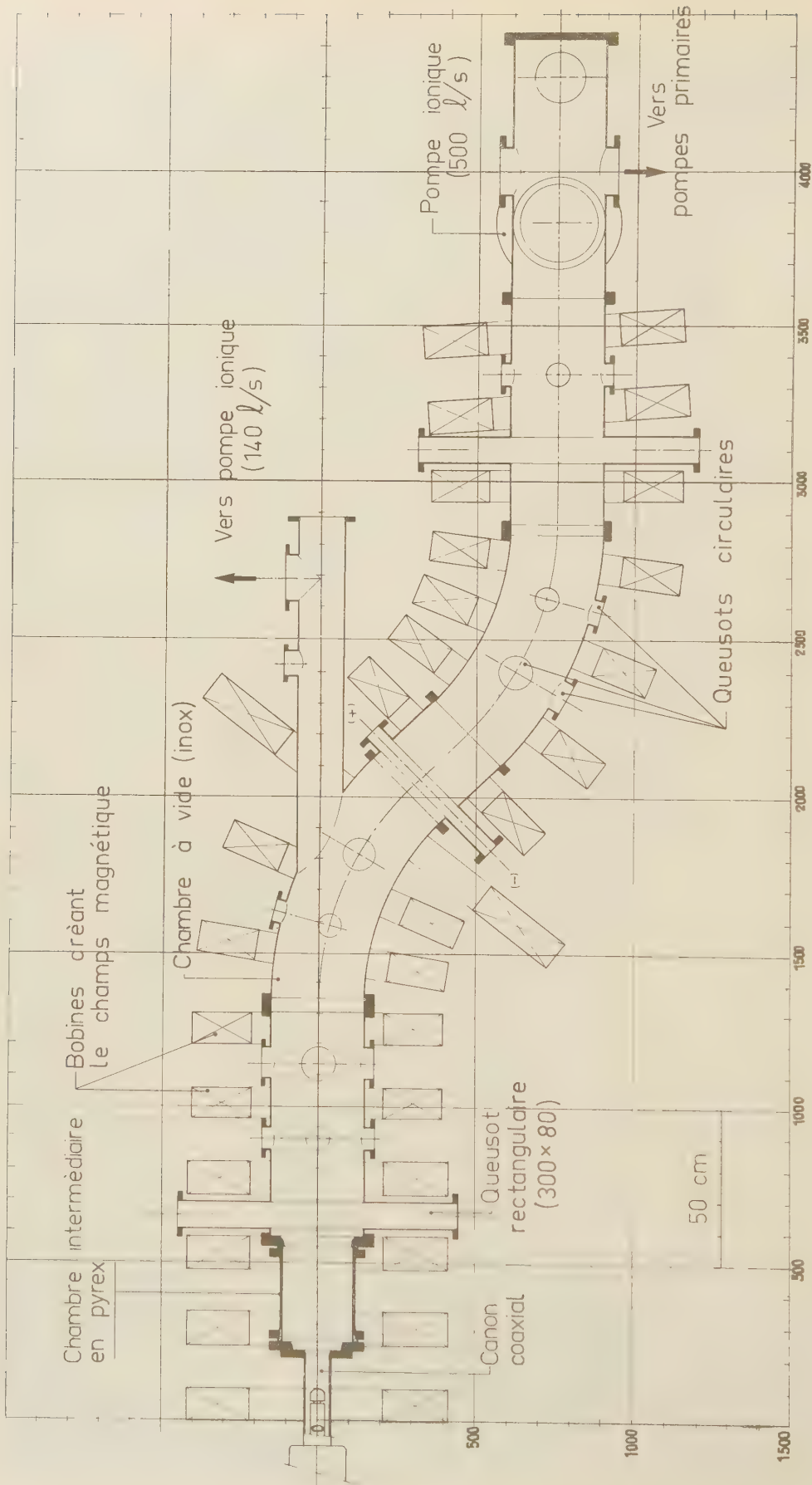
II.2.3 - Etude de la vanne électromagnétique

II.2.4 - Etude de la décharge de préionisation

II.2.5 - Etude de la décharge principale



- Fig. II, 1 - Photographie du champ en S



- Fig. II, 2 - Plan d'ensemble du champ en S

II.1 - Le Champ en S (Fig. II,1 et II,2)

II.1.1 - Chambre à vide

La Fig. II,2 représente le plan d'ensemble du dispositif expérimental. La chambre à vide, en acier inoxydable de 3 mm d'épaisseur, a un diamètre de 30 cm. Elle est constituée de deux parties rectilignes séparées par deux parties courbes, de courbures opposées. Le rayon de courbure est de 1 mètre, et, au point d'inflexion, l'axe de la chambre fait un angle de 45° avec les axes des parties rectilignes. Une chambre de 15 cm de diamètre prolonge la partie rectiligne d'entrée. Tous les joints sont en indium, et l'intérieur de la chambre est poli électrolytiquement.

Des queusots de 8 cm et 10 cm de diamètre sont disposés le long de la chambre dans le plan horizontal et dans le plan vertical. Des queusots latéraux rectangulaires dont la hauteur est égale au diamètre de la chambre ont été aménagés dans les parties rectilignes d'entrée et de sortie, ainsi qu'au point d'inflexion.

II.1.2 - Champ magnétique

Le champ magnétique est créé par seize bobines qui entourent la chambre. Elles sont constituées par des conducteurs creux en cuivre, et refroidies par circulation d'eau à l'intérieur de ces conducteurs. Elles sont alimentées à l'aide d'un redresseur d'une puissance de 2 MW, pouvant débiter un courant d'intensité 3000 Ampères par impulsions de 4 secondes. Le champ magnétique sur l'axe peut varier de 0 à 10 000 Gauss.

Lorsque les bobines de la partie rectiligne de sortie sont alignées sur l'axe de la chambre, on constate que l'axe magnétique, confondu à l'axe du canon à l'entrée de dispositif, s'écarte de l'axe de la chambre à la sortie. Pour remédier à cet inconvénient, les axes des deux dernières bobines font un angle de 4° avec l'axe de la chambre.

II.1.3 - Vide

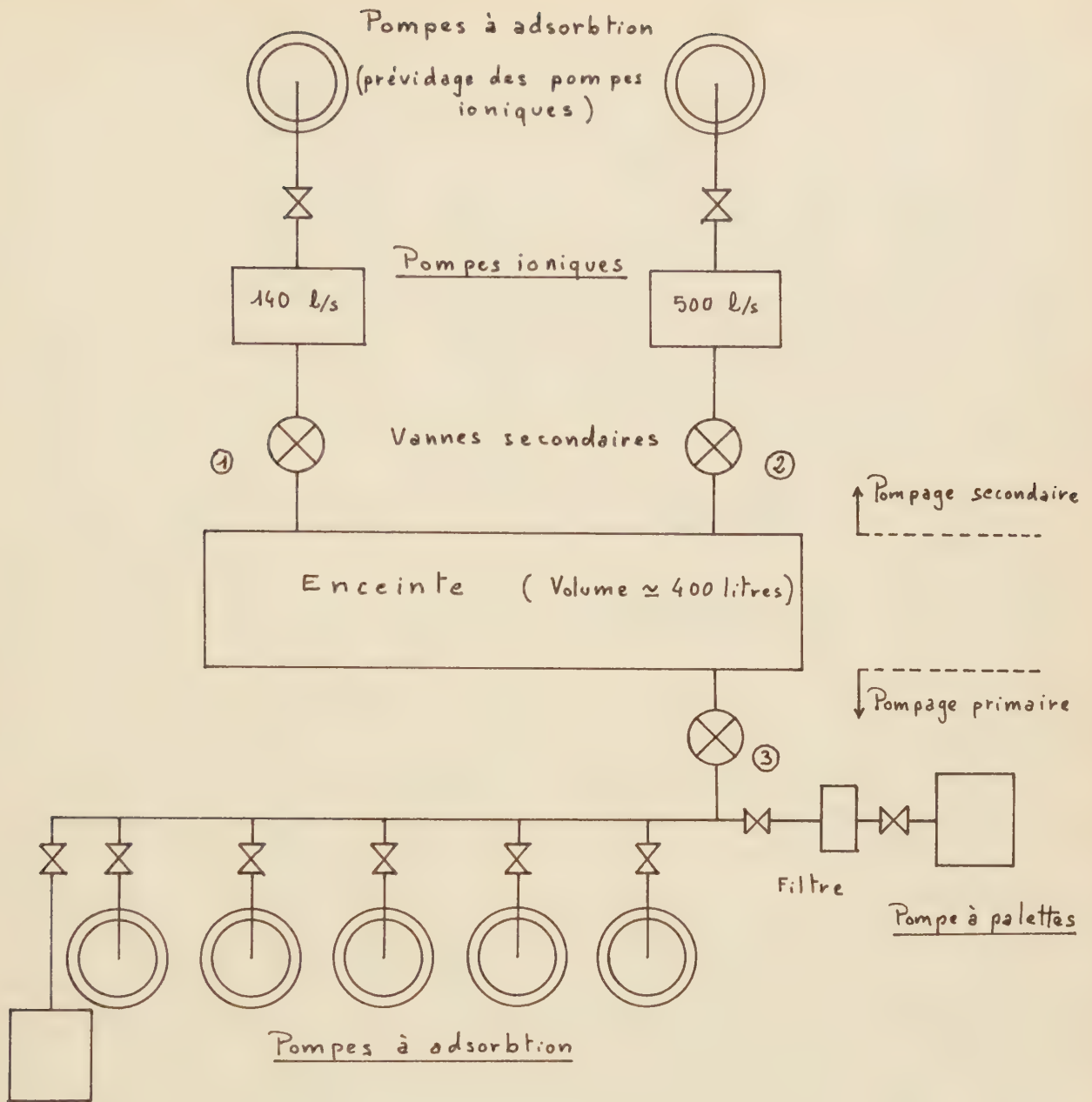
La Fig. II,3 est un schéma du dispositif de pompage. Le choix des pompes utilisées a été guidé essentiellement par le souci d'obtenir un bon vide limite, tout en préservant l'enceinte contre la pollution par les huiles utilisées dans les systèmes de pompage classiques, tels que les pompes à palettes et les pompes secondaires à diffusion d'huile.

Le pompage primaire est assuré par une batterie de cinq pompes à adsorption dont la matière adsorbante est constituée par des granules de zéolithe synthétique refroidis à la température de l'azote liquide. Deux pompes ioniques au titane , totalisant une vitesse de pompage de 640 litres par seconde, permettent d'obtenir ensuite une pression limite de quelques 10^{-8} Torr. En cours d'expérience, la pression entre deux tirs consécutifs du canon descend à la valeur 5.10^{-7} Torr environ.

La remise de l'enceinte sous pression atmosphérique est effectuée par remplissage avec de l'azote sec plutôt qu'avec de l'air, de façon à éviter d'une part la présence de gaz rares, mal pompés par le système utilisé, et d'autre part l'adsorption d'humidité par les parois de la chambre.

Le tableau A donne les pressions obtenues, en fonction du temps, au cours du pompage. Lors de la mise sous pression atmosphérique, les vannes 1 et 2 sont fermées, de manière à maintenir les pompes ioniques en fonctionnement. Lorsque l'enceinte est à une pression voisine de 10^{-3} Torr, on ouvre les vannes 1 et 2 et la pression tombe presque instantanément à une valeur de 5.10^{-5} Torr environ. Il faut ensuite plusieurs heures pour atteindre quelques 10^{-7} Torr et environ 2 jours pour obtenir quelques 10^{-8} Torr.

Pompes primaires "Vacsorb" et pompes secondaires "Vac Ion", fabriquées par la firme "Varian Associates" (Etats-Unis).



Reservoir d'Azote sec

- Figure II,3 -

Dans certains cas, on peut accélérer le pompage primaire en utilisant une pompe à palettes, munie d'un filtre à huile (contenant des granules de zéolithe), pour abaisser la pression jusqu'à une valeur de l'ordre de 0,2 Torr. On peut ensuite ouvrir les pompes à adsorption, et l'on obtient une pression de l'ordre de 10^{-3} Torr au bout de 15 minutes, comme le montre le tableau B. La faible durée de travail de la pompe à palettes, ainsi que l'usage du filtre, minimisent la remontée possible d'huile dans l'enceinte.

Temps (mn)	Pression (Torr)	Type de pompe
0	760	n°
5	530	1
10	230	2
25	0,1	3
40	1.10^{-3}	4 + 5
42	5.10^{-5}	Pompes secondaires (500 litres/seconde + 140 litres/seconde)
50	1.10^{-5}	
14 heures	3.10^{-7}	

Tableau A

Temps (mn)	Pression (Torr)	Type de pompe
0	760	n°
7	0,2	Pompe à palettes (+ filtre)
12	3.10^{-3}	1 + 2
15	$1,2.10^{-3}$	1+2+3
25	$6,4.10^{-4}$	1+2+3+4+5
26	2.10^{-5}	Pompes secondaires (500 litres/seconde + 140 litres/seconde)
32	1.10^{-5}	
14 heures	4.10^{-7}	

Tableau B

11.2 - Le Canon Coaxial

Le plasma injecté dans le champ en S est produit par un canon coaxial, analogue dans son principe à celui construit par J. Marshall [16]. L'intérêt de ce type de canon réside essentiellement dans la grande énergie du plasma créé. Un système de préionisation par décharge annulaire [17] a permis d'obtenir un fonctionnement satisfaisant tant au point de vue des caractéristiques du plasma qu'en ce qui concerne la reproductibilité de ces caractéristiques au cours des tirs successifs.

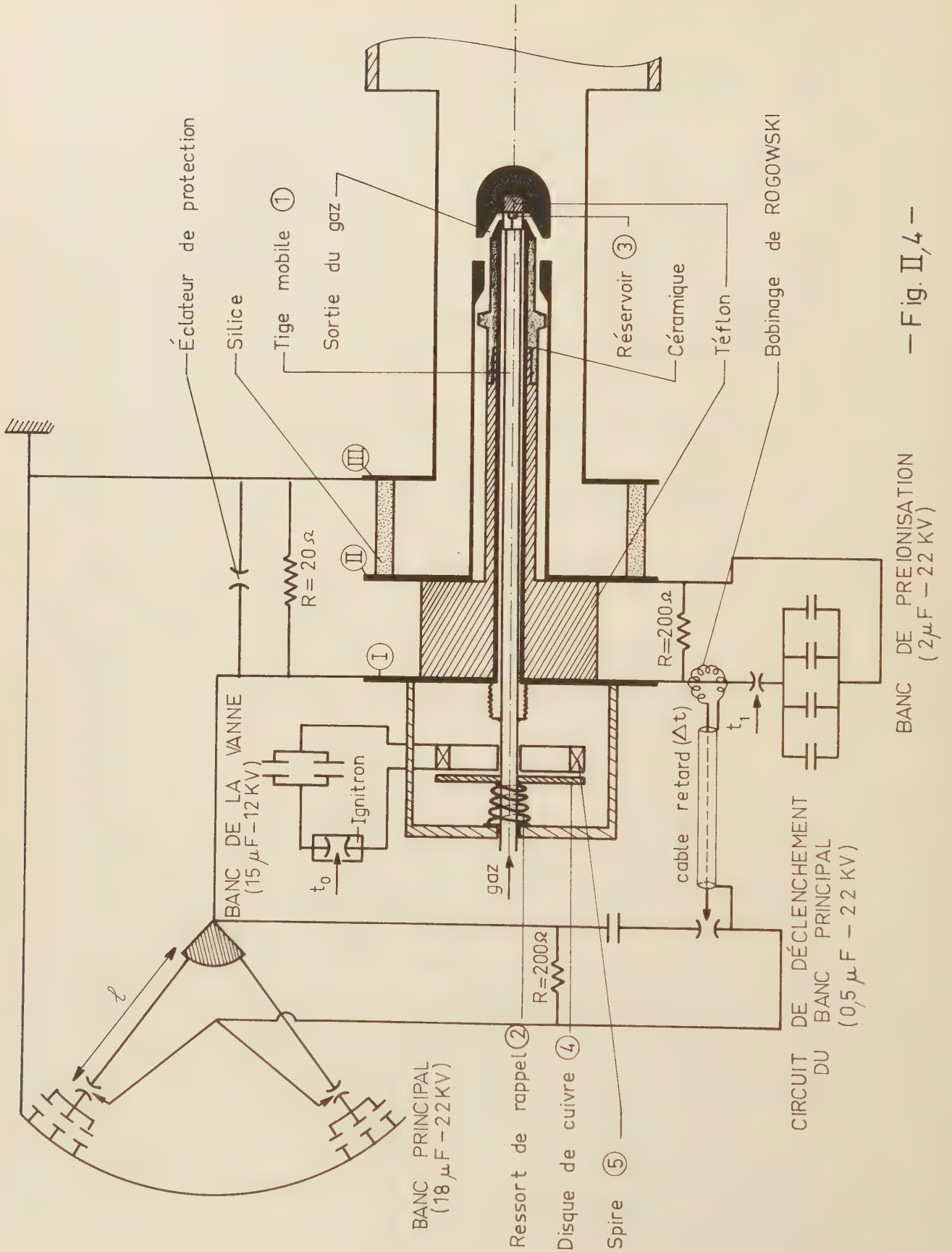
11.2.1 - Description et principe de fonctionnement (Fig. 11,4)

Le canon comprend une vanne électromagnétique rapide et trois électrodes en cuivre (I, II, III).

La vanne permet d'injecter une quantité de gaz variable dans l'espace annulaire qui sépare les électrodes centrales I et II. Un banc de condensateurs, appelé banc de préionisation, est connecté entre ces électrodes. Le banc principal est connecté entre les électrodes I et II.

Le principe de fonctionnement du canon est le suivant :

Le banc de condensateurs de la vanne électromagnétique est déclenché à l'instant t_0 , pris comme origine des temps ($t_0 = 0$). Le gaz est libéré environ 170 microsecondes après. Le banc de préionisation est déchargé à l'instant t_1 ($t_1 > 170 \mu s$). Le plasma produit par la décharge en forme de striction inverse [2] est éjecté vers l'électrode III. Le banc principal est déclenché à l'instant $t_2 = t_1 + \Delta t$. Le plasma est propulsé vers la bouche du canon par la pression magnétique due au champ azimuthal créé par la décharge principale.



— Fig. II, 4 —

11.2.2 - Technologie des bancs de condensateurs

Si l'on désigne par L_1 l'inductance propre d'un banc de condensateurs et des connections qui le relient au canon, et par L_2 celle du circuit d'utilisation, l'énergie W emmagasinée dans les condensateurs se répartit de la façon suivante :

$$W = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} L_1 I^2 + \frac{1}{2} L_2 I^2 = W_1 + W_2$$

Il faut que W_1 , qui représente la perte d'énergie, soit aussi faible que possible. Par suite, les connections reliant les bancs de condensateurs au canon sont constituées par des plaques parallèles séparées par une faible épaisseur d'isolant dans le but de réduire leur inductance propre.

Le banc de préionisation et le banc principal sont déchargés au moyen d'éclateurs (Fig. 11,5), munis d'une électrode auxiliaire qui permet de commander leur déclenchement au moyen d'une brève impulsion. Si cette impulsion arrive à l'instant t , l'éclateur se déclenche effectivement à l'instant $t + \delta t$, où δt est une durée aléatoire :

$$0 < \delta t < \delta t_{\max}.$$

D'autre part, le banc principal est constitué par douze éléments montés en parallèle. Chaque élément comprend trois condensateurs de $0,5 \mu F$ en parallèle et un éclateur (Fig. 11,4). Ce mode de connection a permis d'abaisser l'inductance propre du banc à la valeur de $5 \cdot 10^{-9}$ H. Pour déclencher correctement cet ensemble, il est nécessaire que les douze éclateurs connectent leur élément au même instant. Dès qu'un éclateur est en court-circuit, le front de l'onde électrique se propage à la vitesse v . Pour obtenir un déclenchement satisfaisant du banc, il faut que le front de l'onde électrique d'un élément ne puisse atteindre un éclateur voisin avant que celui-ci ne soit en court-circuit. Si ℓ est la distance qui sépare un éclateur du point de connection des douze éléments, le temps mis par le front de l'onde électrique pour aller d'un éclateur à l'autre est :

$$t = \frac{2\ell}{v}$$

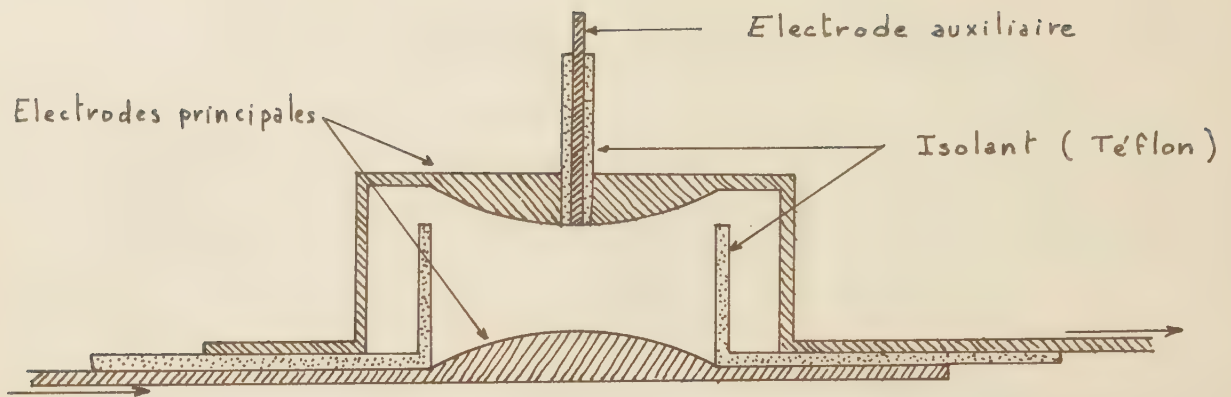


Figure II, 5

La condition de synchronisme peut donc s'exprimer par l'inégalité :

$$\delta t_{\max.} < \frac{2l}{v}$$

ou :

$$l > \frac{v \cdot \delta t_{\max.}}{2}$$

Il est donc souhaitable de réduire $\delta t_{\max.}$ le plus possible. Pour cela, les éclateurs doivent fonctionner sous une tension voisine de leur tension de relaxation. Lorsque celle-ci est de 23 kV et que l'éclateur fonctionne sous 22 kV, $\delta t_{\max}$ est de l'ordre de 10^{-8} secondes. L'application numérique montre que l doit être alors au moins égal à 1 mètre. La photographie II,1 montre comment il a été tenu compte de cette condition dans la réalisation pratique du banc.

L'impulsion qui déclenche les douze éclateurs en parallèle est obtenue par la décharge d'un condensateur de 0,5 μ F, appelé condensateur de déclenchement, et commandé par un éclateur du même type. Nous verrons par la suite que la valeur de l'intervalle de temps Δt qui sépare l'instant de déclenchement du banc principal de

celui du banc de préionisation est très critique pour obtenir un bon fonctionnement du canon. On utilise alors la méthode suivante : l'une des plaques de connection reliant l'électrode de préionisation à son banc de condensateurs est entourée par un bobinage de Rogowski [18]. La tension induite dans ce bobinage par le passage du courant est appliquée, par l'intermédiaire d'un câble à retard, à l'électrode auxiliaire de l'éclateur du circuit de déclenchement (Fig. 11,4).

11.2.3 - Etude de la vanne électromagnétique (Fig. 11,4)

La vanne est constituée d'une tige d'acier ① maintenue contre un siège en téflon grâce à un ressort ②. L'extrémité de cette tige comporte un volume creux qui constitue le réservoir de gaz ③. Celui-ci communique avec l'intérieur de la tige par un conduit au travers duquel s'effectue le remplissage, et dont la conductance est telle que le volume de gaz admis pendant le temps d'ouverture de la vanne est négligeable devant le volume du réservoir. Un disque de cuivre ④ est fixé sur la tige. Devant ce disque est placée une spire dans laquelle on peut décharger un banc de condensateurs. Lors du passage du courant, la pression magnétique exercée sur le disque écarte la tige de son siège, libérant dans l'enceinte le gaz contenu dans le réservoir.

L'étude a été effectuée dans les buts suivants :

- 1°) Evaluer la durée d'ouverture de la vanne, ainsi que la vitesse et le déplacement de la tige.
- 2°) S'assurer de la reproductibilité et la symétrie de l'injection du gaz.

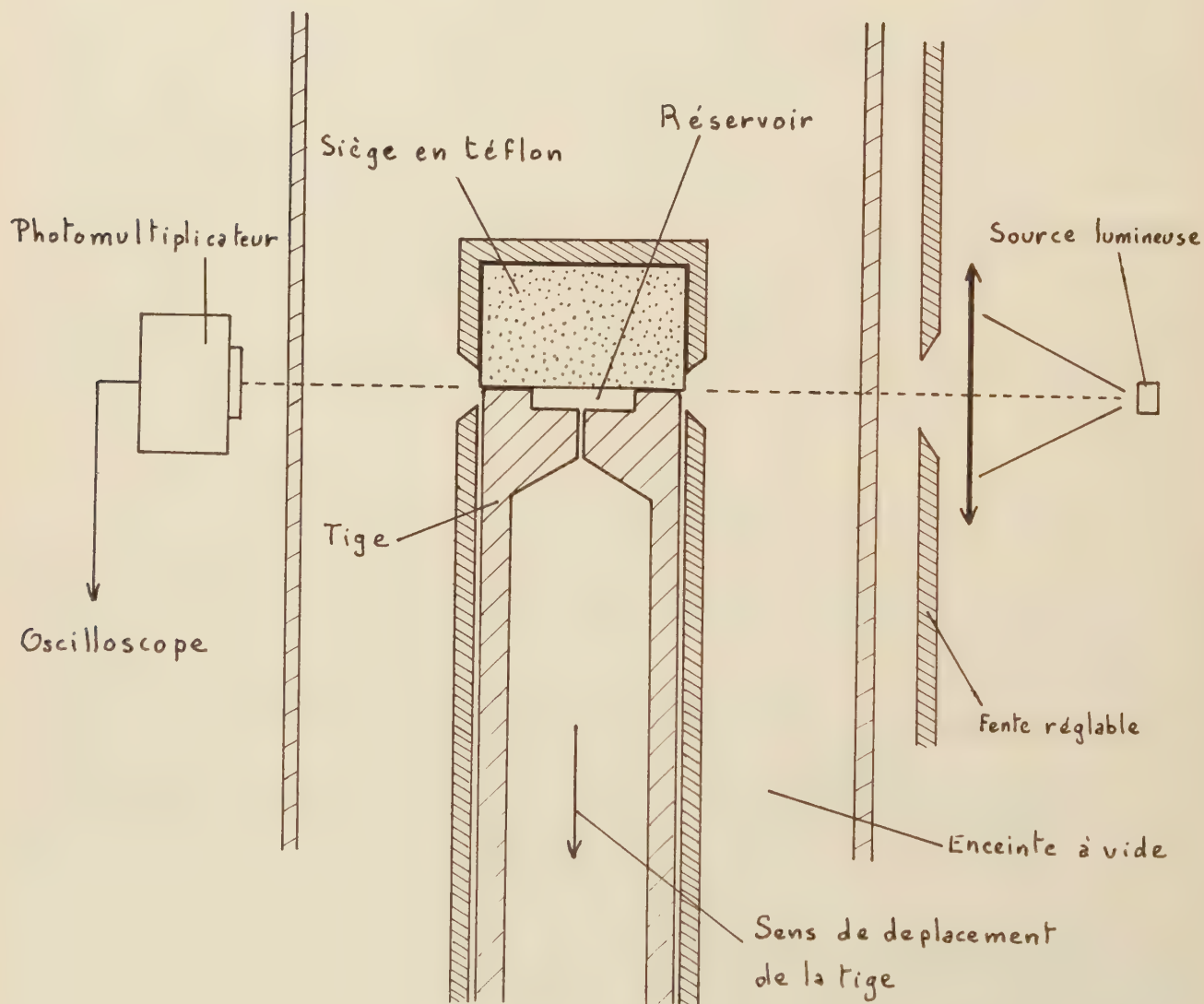
Les dispositifs expérimentaux schématisés aux Fig. 11,6 et 11,7 ont permis d'étudier respectivement chacun de ces deux points.

Les paramètres de cette étude sont :

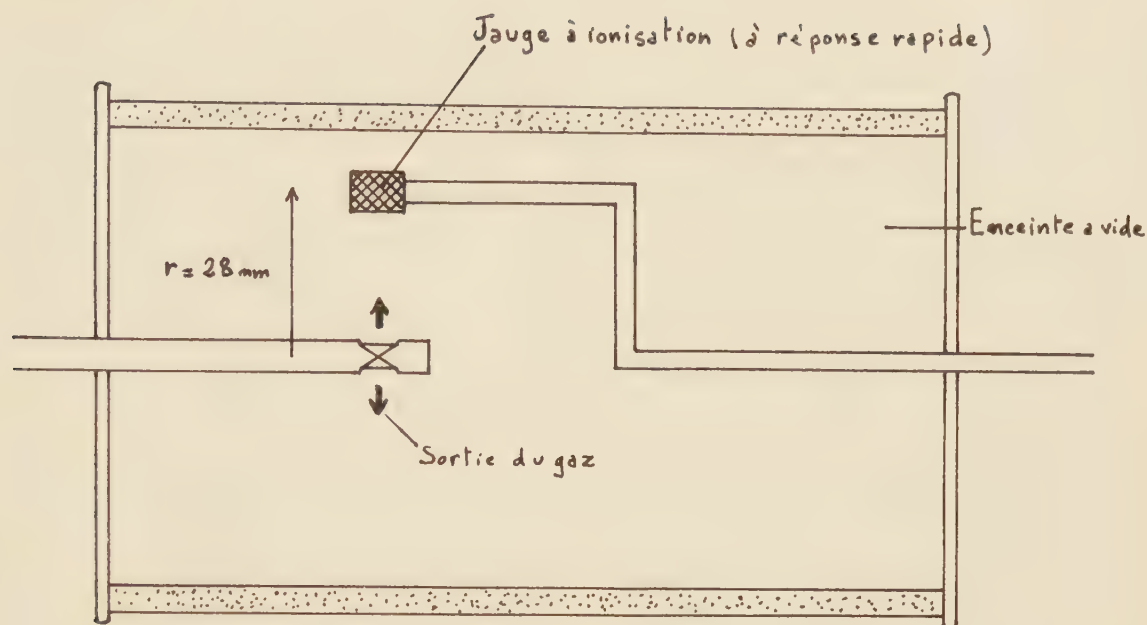
- la tension de charge U du banc de condensateurs (0 à 15 kV)
- la tension T du ressort de rappel

- le volume v du réservoir de gaz ($0,1$ à $0,01 \text{ cm}^3$)
- la pression p_r dans le réservoir (0 à 5 kg/cm^2)

La durée d'ouverture varie approximativement en raison inverse de T , et l'on observe deux à trois ouvertures successives dès que T est inférieur à une valeur donnée. Cette durée est indépendante de la tension U dès que celle-ci est supérieure à 12 kV .



- Figure II, 6 -



- Figure II,7 -

Le front de gaz arrive environ $170 \mu\text{s}$ après le déclenchement du banc de condensateurs en tous les points d'une circonférence de 28 mm de rayon centrée sur l'axe de la vanne. Cet instant est indépendant des paramètres U , T , v et p_r .

Des expériences ont montré que pour assurer un bon fonctionnement du canon, le déclenchement de la décharge de préionisation doit avoir lieu $200 \mu\text{s}$ environ après celui du banc de la vanne, lorsque $v = 0,1 \text{ cm}^3$ et $p_r = 3 \text{ kg/cm}^2$. Cet instant se situant au début de la montée de pression, une faible fraction du gaz neutre injecté est utilisée pour la formation du plasma. En d'autres termes, après l'émission du plasma, le canon va émettre une quantité relativement importante de gaz non ionisé, susceptible de favoriser le développement du phénomène d'échange de charge. Le volume v a donc été réduit à la valeur minimum permettant d'obtenir un bon fonctionnement du canon.

Les valeurs des paramètres qui ont été retenues pour le fonctionnement normal sont les suivantes :

Tension de charge :	$U = 12 \text{ kV}$
Volume du réservoir :	$v = 0,03 \text{ cm}^3$
Pression dans le réservoir :	$p_r = 4 \text{ kg/cm}^2$
Tension du ressort de rappel :	telle que la vanne ne s'ouvre qu'une seule fois.

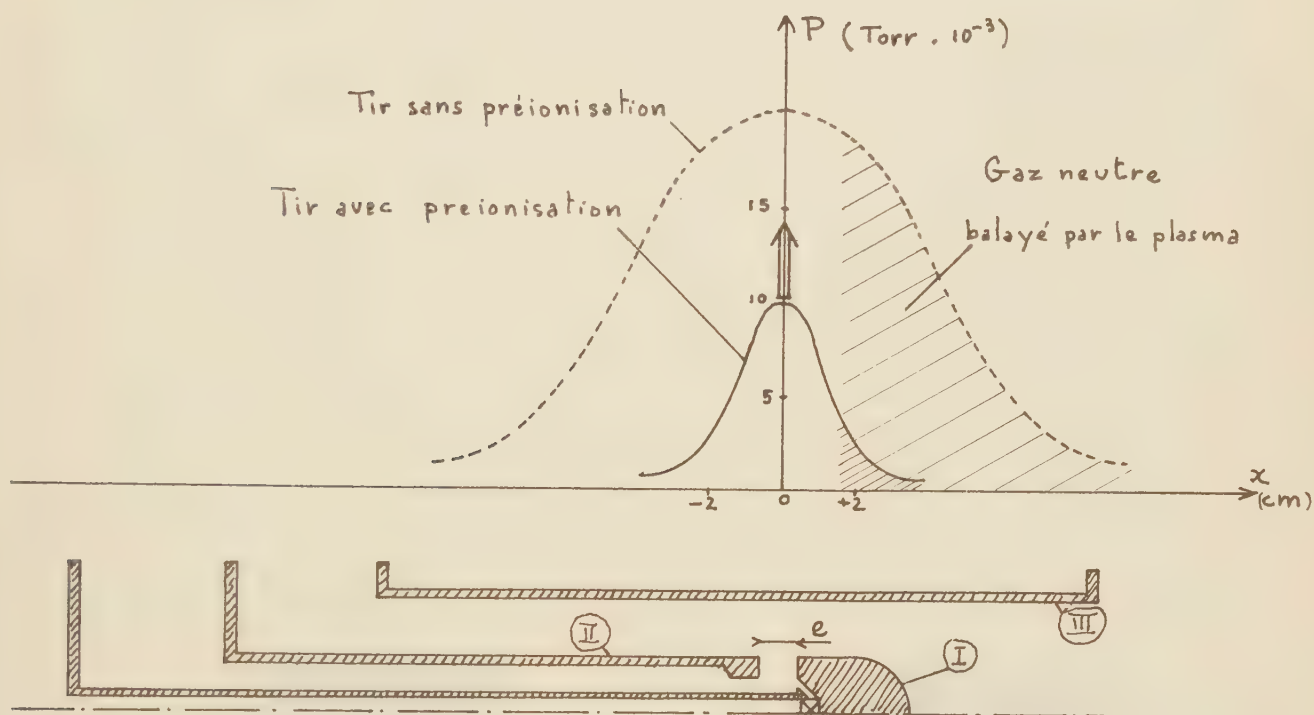
Dans ces conditions, les caractéristiques du fonctionnement sont les suivantes :

Durée de l'ouverture unique :	$1,8 \cdot 10^{-3}$ secondes
Déplacement de la tige :	$0,3 \pm 0,05 \text{ mm}$
Vitesse d'ouverture :	3 mètres/seconde
Apparition du front de gaz :	$t_o + 170 \mu\text{s}$
Reproductibilité et symétrie du front de gaz très satisfaisantes	

II.2.4 - Etude de la décharge de préionisation

Après l'ouverture de la vanne, le gaz se répand rapidement dans l'espace annulaire compris entre les électrodes. Les mesures effectuées à l'aide d'une jauge rapide ont montré que la pression de 10^{-2} Torr, nécessaire à l'établissement de la décharge de préionisation, est obtenue, entre les électrodes I et II, $200 \mu\text{s}$ après le déclenchement de la vanne. A deux centimètres en amont et en aval du plan des trous de sortie du gaz, la valeur de la pression est alors comprise entre 1 et $3 \cdot 10^{-3}$ Torr. Lors du déclenchement de la décharge de préionisation, grâce à l'effet de striction inverse, l'anneau de plasma formé est éjecté vers la périphérie avec une vitesse radiale supérieure d'un ordre de grandeur environ à la vitesse de diffusion thermique. On peut alors déclencher la décharge principale une fraction de microseconde après la décharge de préionisation. L'anneau de plasma accéléré vers la bouche du canon se propage ainsi dans une zone contenant relativement peu de particules neutres (Fig. II, 8).

Lorsque l'on opère sans préionisation, il est nécessaire d'attendre que la pression soit suffisante entre les électrodes I et II pour que puisse s'établir la décharge principale. Le gaz remplit alors une partie importante de l'espace compris entre les électrodes, et l'anneau de plasma accéléré doit balayer une zone dans laquelle la pression de gaz neutre est beaucoup plus élevée que dans le premier cas. Il en résulte des modifications importantes sur les caractéristiques du plasma émis.



- Figure II, 8 -

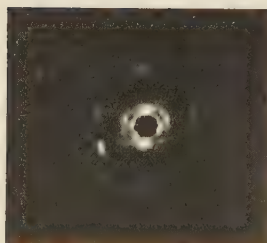
Des expériences préliminaires ont été réalisées dans le but de déterminer l'écartement optimum des électrodes de préionisation (I et II) pour avoir une décharge présentant autant que possible la symétrie de révolution, afin de régulariser la décharge principale. Une caméra à convertisseur d'image, permettant de prendre des photographies ultra-rapides de la décharge, a été utilisée. Lorsque l'écartement e est de 3 mm, la décharge apparaît localisée suivant une ou plusieurs génératrices des électrodes, de façon irréproductible. La symétrie augmente lorsque e croît. L'étude a

Photographies de la Préionisation

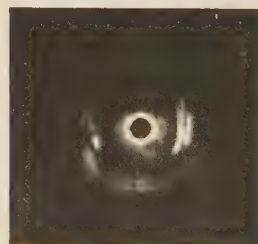
Vue de Face

- Pression dans le réservoir de la vanne	4 Kg/cm ²
- Volume du réservoir de la vanne	0,01 cm ³
- Intervalle de temps séparant le déclenchement de la vanne rapide et celui de la préionisation	230 μs
- Intervalle de temps séparant le déclenchement de la préionisation et l'ouverture de la caméra	0,7 μs
- Ouverture de l'objectif	2,8
- Temps de pose de la photo	50 ns
- Ecartement des électrodes de préionisation	e

e = 6 mm



e = 12 mm



- Fig. II, 9 - Photographies rapides de la décharge de préionisation

été faite pour $3 \text{ mm} \leq e \leq 24 \text{ mm}$. La Fig. 11,9 montre les photographies obtenues pour les valeurs 6 et 12 mm de l'écartement.

La valeur de e retenue pour le fonctionnement normal du canon est de 12 mm.

11.2.5 - Etude de la décharge principale

Le canon tire, dans une chambre à vide en pyrex de 22 cm de diamètre, parallèlement à un champ magnétique rectiligne longitudinal B . La valeur du champ est constante sur une longueur de 3 mètres environ. Le champ magnétique au niveau du canon est désigné par B_c .

L'instant de déclenchement du banc de condensateurs de la vanne étant pris comme origine des temps, soit t_1 l'instant de déclenchement de la décharge de préionisation et $t_2 = t_1 + \Delta t$ celui de la décharge principale. La valeur à l'instant t_1 de la pression du gaz neutre injecté est un paramètre important dont dépend le fonctionnement du canon et les caractéristiques du plasma obtenu. Lorsque $t_1 > 300 \mu\text{s}$ le gaz neutre occupe une partie importante de l'espace annulaire et sa pression est élevée. Le régime de fonctionnement obtenu est appelé régime à haute densité, ou régime lent.

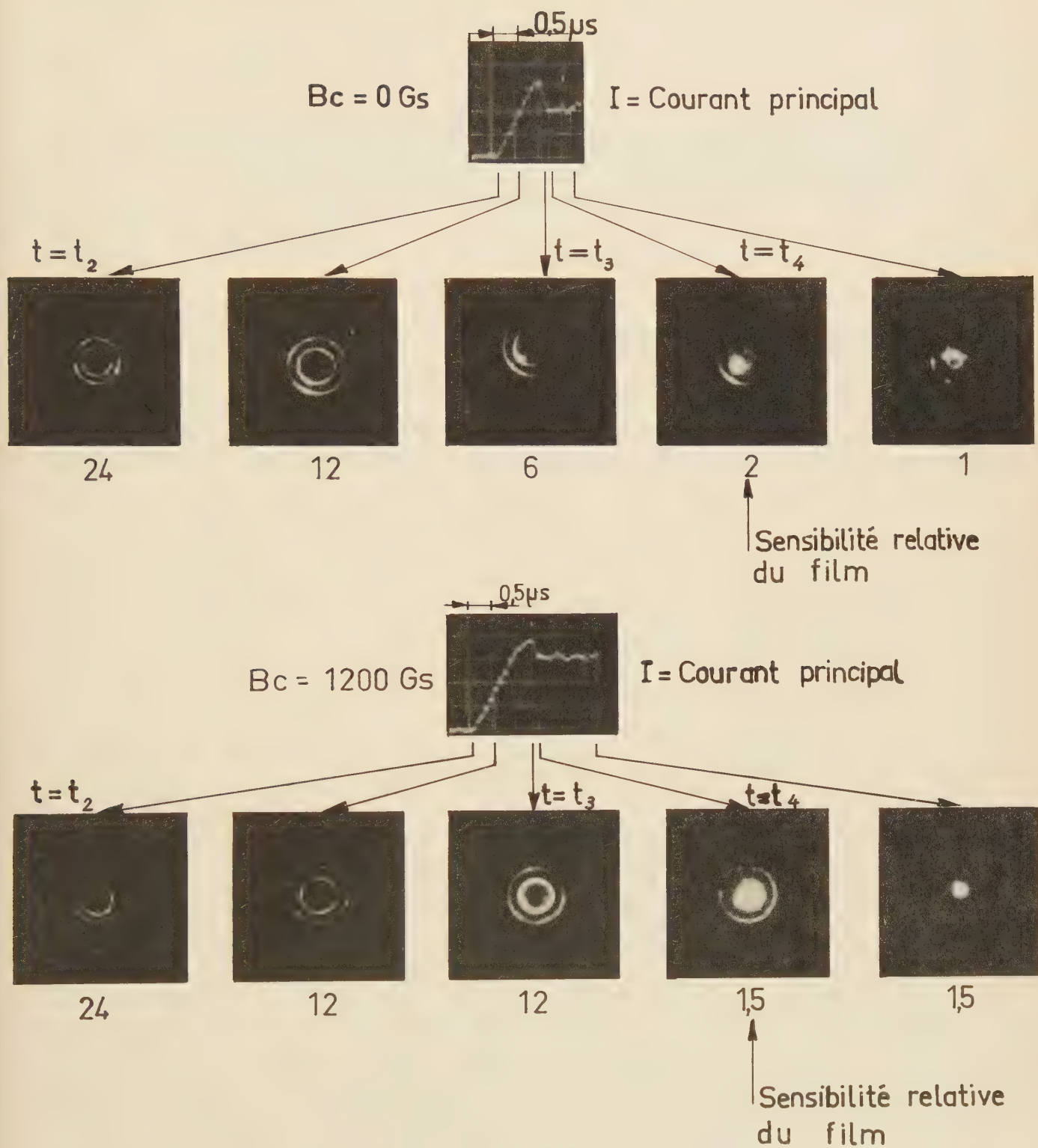
Lorsque t_1 est légèrement supérieur à $170 \mu\text{s}$ (arrivée du front de gaz), le canon fonctionne dans le régime rapide à densité plus faible. Pour les expériences d'injection dans le champ en S, seul ce régime a été utilisé. Lorsque le volume v du réservoir de la vanne est de $0,1 \text{ cm}^3$ et la pression du gaz qu'il contient de 4 kg/cm^2 , le régime rapide est défini par $t_1 = 200 \mu\text{s}$ et $\Delta t = 0,9 \mu\text{s}$. Lorsque le volume du réservoir est de $0,03 \text{ cm}^3$, les caractéristiques du plasma produit ne sont pas modifiées si la valeur de t_1 est de $240 \mu\text{s}$.

Un bobinage de Rogowski et un diviseur de tension permettant de mesurer le courant I et la tension V aux bornes des électrodes I et III du canon. La tension est constante pendant la montée du courant I . Puis on observe sur I un changement

de pente (instant t_3) et une surtension apparaît lorsque $\frac{dI}{dt}$ devient négatif. Le signal délivré par une spire entourant le tube en pyrex, placée à 5 cm en aval de l'extrémité de l'électrode extérieure, indique que le début de l'éjection de la bouffée diamagnétique correspond au maximum de la surtension (instant t_4). Il est d'ailleurs possible, dans certaines conditions de réglage, d'obtenir une double cassure sur le courant I , et, dans ce cas, il y a émission de deux bouffées de plasma.

La Fig. 11, 10 montre l'aspect de la décharge, photographiée à l'aide d'une caméra à convertisseur d'image dont l'axe de visée est aligné avec l'axe du canon. A l'instant t_2 , au moment où le banc principal est déclenché, la lumière est due à la décharge de préionisation. Cette décharge est sensiblement uniforme dans les deux cas de la figure ($B_c = 0$ et $B_c = 1200$ Gauss). Puis, pour $B_c = 0$, la décharge principale se localise sur une portion de circonférence, de façon irreproductible, et apparaît filamenteuse. Une striction peut se produire suivant un rayon du canon [19]. Par contre, pour $B_c = 1200$ Gauss, la luminosité reste uniforme sur toute la circonférence des électrodes, même après l'instant d'éjection t_4 . A cet instant, le rayon de la zone lumineuse centrale est d'environ 2 cm, c'est-à-dire un peu inférieur au rayon de l'électrode interne (2,5 cm). De plus, le courant principal atteint une valeur plus élevée et présente une discontinuité moins importante dans le cas où $B_c = 1200$ Gauss. On observe d'autre part une diminution du nombre de neutrons produits par la décharge lorsque $B_c > 1000$ Gauss, et l'existence de deutons d'énergie élevée (jusqu'à 100 keV) dans le plasma émis par le canon dans le cas où $B_c = 0$.

Une étude approfondie de la forme des courbes de tension et de courant a permis d'obtenir une interprétation quantitative de la décharge [20] en accord avec l'ensemble des observations précédentes. Elle conduit à admettre qu'à l'extrémité de l'électrode centrale se produit une striction du plasma, stabilisée par le champ magnétique axial.



- Fig. II, 10 - Photographies rapides de la décharge principale

- CHAPITRE III -

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INJECTION DE PLASMA DANS UN CHAMP MAGNETIQUE A DOUBLE COURBURE

III.1 - Caractéristiques du plasma injecté

III.1.1 - Spectre de masse et d'énergie

III.1.2 - Mesures diamagnétiques et mesures de la densité

III.3.3 - Tableau des caractéristiques essentielles

III.2 - Injection dans le champ en S avec $\frac{B_c}{B} = 0,05$

III.2.1 - Etude de la transmission du plasma

III.2.2 - Etude des dérives du plasma

III.3.3 - Analyse du plasma transmis

III.3 - Injection dans le champ en S avec $\frac{B_c}{B} = 0,9$

III.3.1 - Etude de la dérive suivant le rayon de la courbure

III.3.2 - Mesure du courant de dépolarisation

III.3.3 - Etude de la dérive perpendiculaire au plan de la courbe

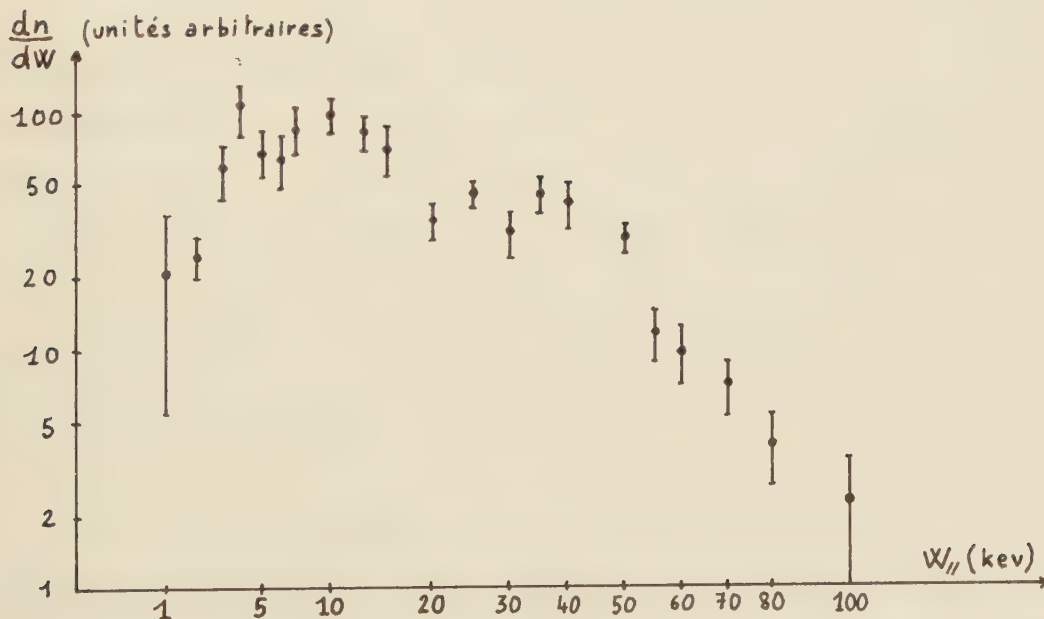
III.1 - Caractéristiques du plasma injecté

L'étude préliminaire du canon coaxial tirant parallèlement à un champ magnétique rectiligne longitudinal a permis de déterminer les caractéristiques du plasma injecté dans le champ en S [21].

III.1.1 - Spectre de masse et d'énergie

Le gaz injecté par la vanne est du deutérium. Les mesures sont effectuées avec $B = B_c = 0$. Des analyseurs de particules, à déflexion électrostatique [22], [23] ou magnétique [24], [25] ont été placés à 5 mètres du canon.

Le spectre des ions de masse relative $\frac{A}{Z} = 2$ est donné sur la Fig. III, 1



- Figure III, 1 -

L'énergie moyenne calculée entre 1 et 100 keV est de 26 keV. Pour une énergie analysée de 10 keV, la composition du plasma est la suivante :

$\frac{A}{Z} = 2$	deutons	53 %
$\frac{A}{Z} = 1$	protons	5 %
$\frac{A}{Z} \geq 3$	impuretés	42 %

(A désigne la masse atomique de l'ion de charge Ze)

L'existence de deutons d'énergie élevée peut s'expliquer par la présence d'une instabilité de la décharge.

III.1.2 - Mesures diamagnétiques et mesures de la densité

Les mesures sont effectuées avec $B_c = 1300$ Gauss et $B = 1500$ Gauss

1°) Mesures diamagnétiques

Lorsque l'on injecte un plasma dans un champ magnétique longitudinal créé par un solénoïde, les lignes de force de ce champ sont écartées au passage de la bouffée (diamagnétisme du plasma). Si la chambre à vide est constituée par un tube isolant de diamètre inférieur à celui du solénoïde, on peut constituer une boucle magnétique $\square_{26}$ en entourant le tube par un fil conducteur. La variation de flux due au passage du plasma va entraîner l'apparition d'une force électromotrice aux bornes de la boucle. On peut ainsi déterminer la vitesse du plasma (au moyen de deux boucles), obtenir des indications sur la forme et la longueur de la bouffée, et mesurer la densité linéique d'énergie transversale.

La vitesse moyenne de la bouffée de plasma émise par le canon est de $1,2 \pm 0,1 \cdot 10^8$ cm/s et la vitesse du front de $1,6 \cdot 10^8$ cm/s. La longueur de la bouffée

à 80 cm du canon, définie à partir de la largeur à mi-hauteur du signal diamagnétique est de 80 cm et varie à peu près linéairement avec la distance au canon.

La densité linéique d'énergie transversale est donnée au tableau C, en fonction de la distance au canon.

Des sondes magnétiques, fonctionnant sur le même principe que les boucles, et dont les faibles dimensions permettent d'obtenir des informations locales, ont été réparties suivant un rayon de la chambre. On observe que la distribution diamétrale du diamagnétisme peut être représentée approximativement par un trapèze dont les bases sont respectivement égales au diamètre et au tiers du diamètre de la chambre.

2°) Mesure de la densité n

Deux interféromètres micro-ondes [27] sont placés respectivement à 80 cm (poste I, longueur d'onde 4 mm) et à 240 cm (poste II, longueur d'onde 8 mm) du canon*.

Au poste I, la densité de coupure ($6.10^{13} \text{ cm}^{-3}$) est atteinte en synchronisme avec le maximum du signal diamagnétique. Le défilement des franges d'interférences conduirait à un diamètre de la bouffée de l'ordre de 5 cm. Etant donnée la vitesse de propagation élevée de celle-ci, une sous-estimation du nombre de franges est possible, ce qui entraîne une réduction apparente du diamètre de la distribution.

La distribution radiale de densité a été déterminée d'autre part à l'aide d'un cylindre de Faraday [18] et d'une rangée de thermocouples disposés suivant un diamètre de la chambre.

Les différentes mesures montrent que le plasma touche la paroi de la chambre à vide.

* Les mesures micro-ondes ont été effectuées par B. Zanfagna

Le nombre total d'ions contenus dans la bouffée, évalué d'après les mesures faites à 240 cm du canon, est de 7.10^{16} , ce qui correspond à une masse de $0,2.10^{-6}$ grammes.

3°) Comparaison de la décroissance de la densité et du diamagnétisme

Le tableau C permet de comparer l'évolution de la densité linéique d'énergie transversale maximum δ de la bouffée, et la densité linéique des particules correspondantes $\mathcal{N}$. Il montre que δ et $\mathcal{N}$ décroissent de la même façon entre les postes I et II. Il en résulte que l'énergie transversale moyenne par particule $\overline{W_{\perp}} = \frac{\delta}{\mathcal{N}}$ est conservée.

	Poste I (80 cm)	Poste II (240 cm)	Rapport
$\delta \text{ (J.cm}^{-1}\text{)}$	$0,66 \pm 0,03$	$0,027 \pm 0,003$	$\delta_{\text{I}} / \delta_{\text{II}} = 24,5 \pm 5$
$\mathcal{N} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(5,7 \pm 0,6) 10^{15}$	$(2,2 \pm 0,2) 10^{14}$	$\mathcal{N}_{\text{I}} / \mathcal{N}_{\text{II}} = 25,5 \pm 5$

- Tableau C -

Le temps de collision ion-ion et d'échange de charge avec le gaz résiduel sont dans les conditions de l'expérience, de l'ordre de 1 milliseconde, c'est-à-dire environ 100 fois plus grands que le temps de vol du plasma entre les deux postes d'observation. Ces phénomènes ne permettent donc pas d'expliquer la décroissance du diamagnétisme.

Les mesures précédentes suggèrent l'existence d'un processus de perte, identique pour tous les ions, quelle que soit leur énergie transversale, par impact sur la paroi de la chambre.

III.1.3 - Tableau des caractéristiques du plasma

Les principales caractéristiques du plasma sont résumées au tableau D. Elles ont été obtenues dans les conditions expérimentales suivantes :

Diamètre de la chambre à vide : 22 cm

Distance entre le canon et le point de mesure : 240 cm

$B = 1500$ Gauss

$B_c = 1300$ Gauss

Gaz injecté : deutérium

Volume du réservoir : $0,1 \text{ cm}^3$

Régime rapide de fonctionnement : $t_1 = 200 \text{ } \mu\text{s}$; $\Delta t = 0,9 \text{ } \mu\text{s}$

$\overline{W}_{\parallel}$ (keV)	18 ± 2
δ ($\text{J} \cdot \text{m}^{-1}$)	$2,7 \pm 0,3$
n (10^{-12} cm^{-3})	1 à 1,8
ϕ (m) diamètre de la bouffée*	0,14 à 0,19
$\overline{W}_{\perp}^{**}$ (eV)	700 ± 210
L (m) longueur de la bouffée***	$1,7 \pm 0,2$
N ($\times 10^{-16}$) nombre total d'ions	7 ± 3

- Tableau D -

* Le diamètre de la bouffée est défini par la largeur de la distribution radiale de densité pour une ordonnée égale à $\frac{1}{e}$ fois celle du maximum

** $\overline{W}_{\perp}$ est calculé à partir de la valeur maximum du signal diamagnétique

*** La longueur de la bouffée est déterminée par la largeur à mi-hauteur du signal diamagnétique

III.2 - Injection dans le champ en S avec $\frac{B_c}{B} = 0,05$ (Bobines V à XIV)

Le canon coaxial fonctionne dans le régime rapide et tire tangentiellement aux lignes de force du champ magnétique à double courbure , ou "Champ en S", décrit au chapitre II. Les bobines sont numérotées de I à XVI à partir du canon (pour la clarté de l'exposé) et l'on peut alimenter un nombre quelconque d'entre elles.

Lorsque toutes les bobines sont alimentées, la valeur du champ magnétique B_c au niveau du canon est les 9/10 de celle du champ maximum B. Dans ces conditions, la densité du plasma injecté est de l'ordre de 10^{13} particules par cm^3 .

La première étude de la propagation du plasma dans le champ en S a été effectuée avec un champ magnétique créé par les bobines V à XIV seulement *. Dans ces conditions, le plasma rencontre à la sortie du canon un miroir magnétique, car le rapport $\frac{B_c}{B}$ est réduit à 0,05. La majorité des particules émises se réfléchissent sur le miroir et la densité effectivement injectée n'est plus que 10^{12} particules par cm^3 .

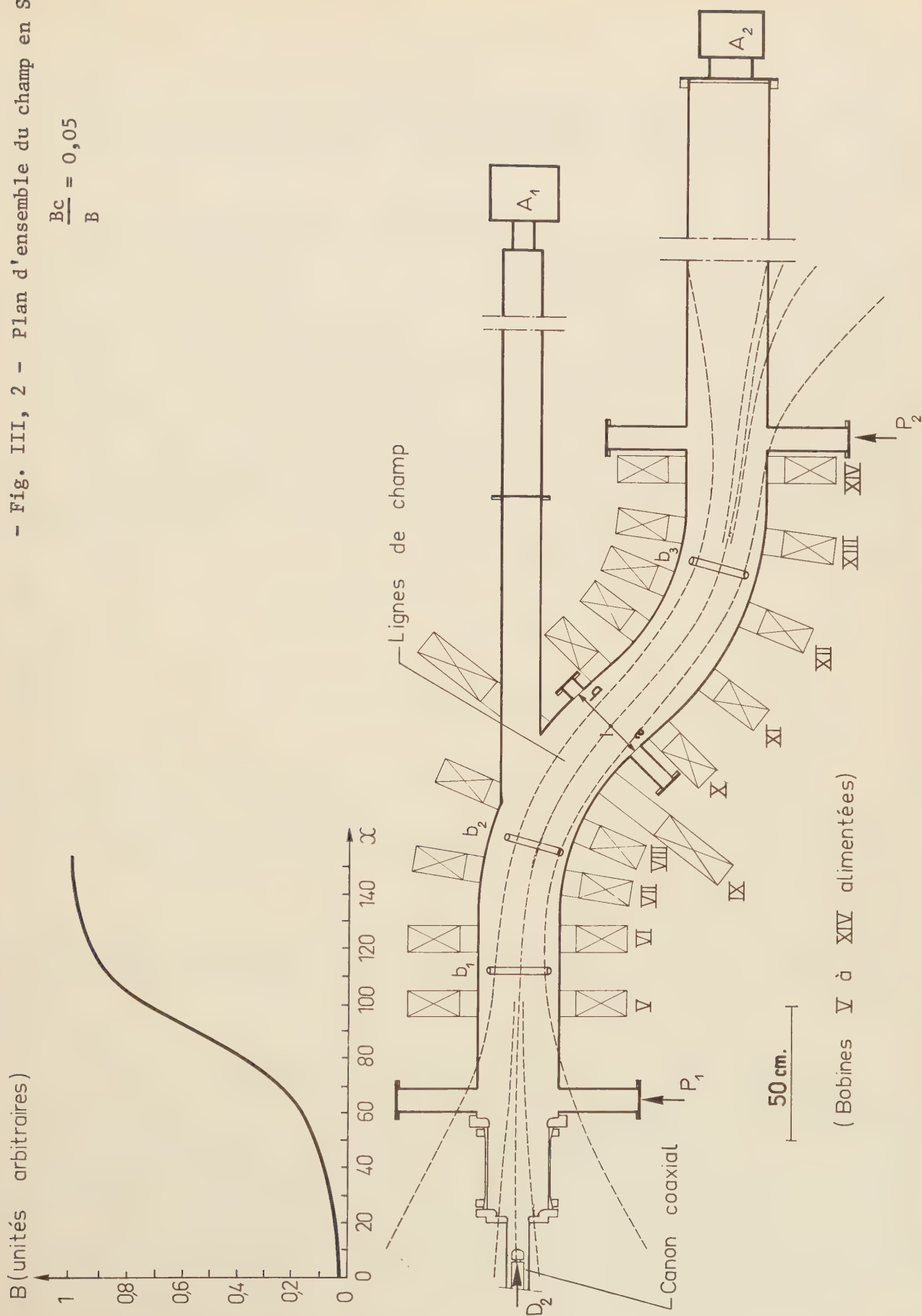
La quantité $\frac{m n}{\varepsilon_0 B^2}$ ** reste toujours très supérieure à 1, même lorsque la densité n'est que de 10^{12} cm^{-3} .

* Dans une première version du dispositif expérimental, il n'existait que ces dix bobines. Les six autres ont été montées par la suite, dans le but de diminuer le gradient de champ à l'entrée, et de rendre l'axe magnétique à la sortie parallèle à l'axe de la chambre

** Voir chapitre I .

- Fig. III, 2 - Plan d'ensemble du champ en S

$$\frac{B_c}{B} = 0,05$$



Le schéma de la Fig. III,2 montre l'allure des lignes de force du champ magnétique lorsque l'on alimente les bobines V à XIV, ainsi que l'emplacement des principaux diagnostics utilisés :

- deux interféromètres micro-ondes sont installés en P_1 et P_2
- b_1 , b_2 et b_3 sont des boucles magnétiques intérieures à la chambre métallique, placées dans des tores en pyrex
- deux analyseurs électrostatiques A_1 et A_2 (pouvant être remplacés par des analyseurs magnétiques) sont placés respectivement dans l'axe de tir du canon et dans l'axe de sortie de la deuxième chambre courbe, à une distance suffisante pour que la mesure ne soit pas perturbée par le champ magnétique de guidage
- au point d'inflexion I, un cylindre de Faraday peut balayer le diamètre ab ou le diamètre perpendiculaire au plan de la courbe.

Le gaz injecté par la vanne du canon est du deutérium

III.2.1 - Etude de la transmission du plasma

a) Transmission de la densité

Des mesures de densité effectuées à l'aide de cylindres de Faraday dans les parties rectilignes d'entrée et de sortie montrent que, pour $B = 2900$ Gauss, la transmission du plasma rapide est supérieure à 50 %.

Pour étudier la transmission du plasma de densité élevée, le régime à haute densité (ou lent) du canon a été utilisé.

La vitesse moyenne et la vitesse du front sont respectivement, dans ces conditions, $3,8 \cdot 10^7$ cm/s et $8,5 \cdot 10^7$ cm/s. Pour $B = 2900$ Gauss, une densité supérieure à $1,5 \cdot 10^{13}$ cm⁻³ est détectée par le poste micro-ondes situé en P_2 . La mesure en P_1 est fortement perturbée, peut être par des réflexions sur les parois de la chambre. Néanmoins, l'étude du canon tirant dans un champ rectiligne montre qu'il est possible à partir des signaux diamagnétiques d'évaluer le rapport des densités en P_1 et P_2 .

Ce rapport est trouvé égal à 3, et le rapport des longueurs de la bouffée est égal à 2. La perte éventuelle de particules qui en résulte serait donc de l'ordre de 30 %.

b) Transmission du signal diamagnétique

La transmission T est définie par le rapport des aires des signaux diamagnétiques délivrés par les boucles b_2 et b_3 . Lorsque $B = 2900$ Gauss, ce rapport est voisin de l'unité, il décroît avec le champ magnétique. Lorsque celui-ci est inférieur à 1400 Gauss, le signal recueilli par b_3 est faible et T devient très petit.

Cette observation peut s'expliquer de la façon suivante. Si l'on suppose que le champ électrique de polarisation est complètement annulé, la dérive due à la force centrifuge est donnée, à partir de l'expression (I.10) par :

$$d_z = \int_0^t v_z dt = - \frac{m v_{//}^2}{q B R} t$$

ou encore :

$$d_z = - \frac{m v_{//} \varphi}{q B}$$

ou φ représente l'arc de courbe parcouru par le plasma.

Lorsque $\varphi = \frac{\pi}{4}$:

$$|d_z| = \frac{\pi m v_{//}}{4 q B}$$

Si la dérive d_z dépasse le rayon r de la chambre, une particule émise sur l'axe ne sera pas transmise. On peut donc déterminer la valeur B_r du champ magnétique au-dessous de laquelle la transmission est théoriquement nulle :

$$B_r = \frac{\pi}{4} \frac{1}{r} \frac{m v_{//}}{q}$$

Pour des deutons injectés dans une chambre de 15 cm de rayon, on obtient la relation (en unités pratiques)

$$B_{15} \text{ (Gauss)} \simeq 10^{-5} v_{//} \text{ (cm/s)}$$

La valeur observée expérimentalement pour B_{15} (1400 Gauss) correspond à une vitesse de $1,4 \cdot 10^8$ cm/s, qui est voisine de la vitesse moyenne de la bouffée de plasma ($1,2 \cdot 10^8$ cm/s).

III.2.2 - Etude des dérives du plasma

Cette étude a été réalisée à l'aide d'un cylindre de Faraday permettant d'obtenir la distribution de la densité ionique le long d'un diamètre de la chambre.

a) Dérive suivant le rayon de courbure du champ (dy)

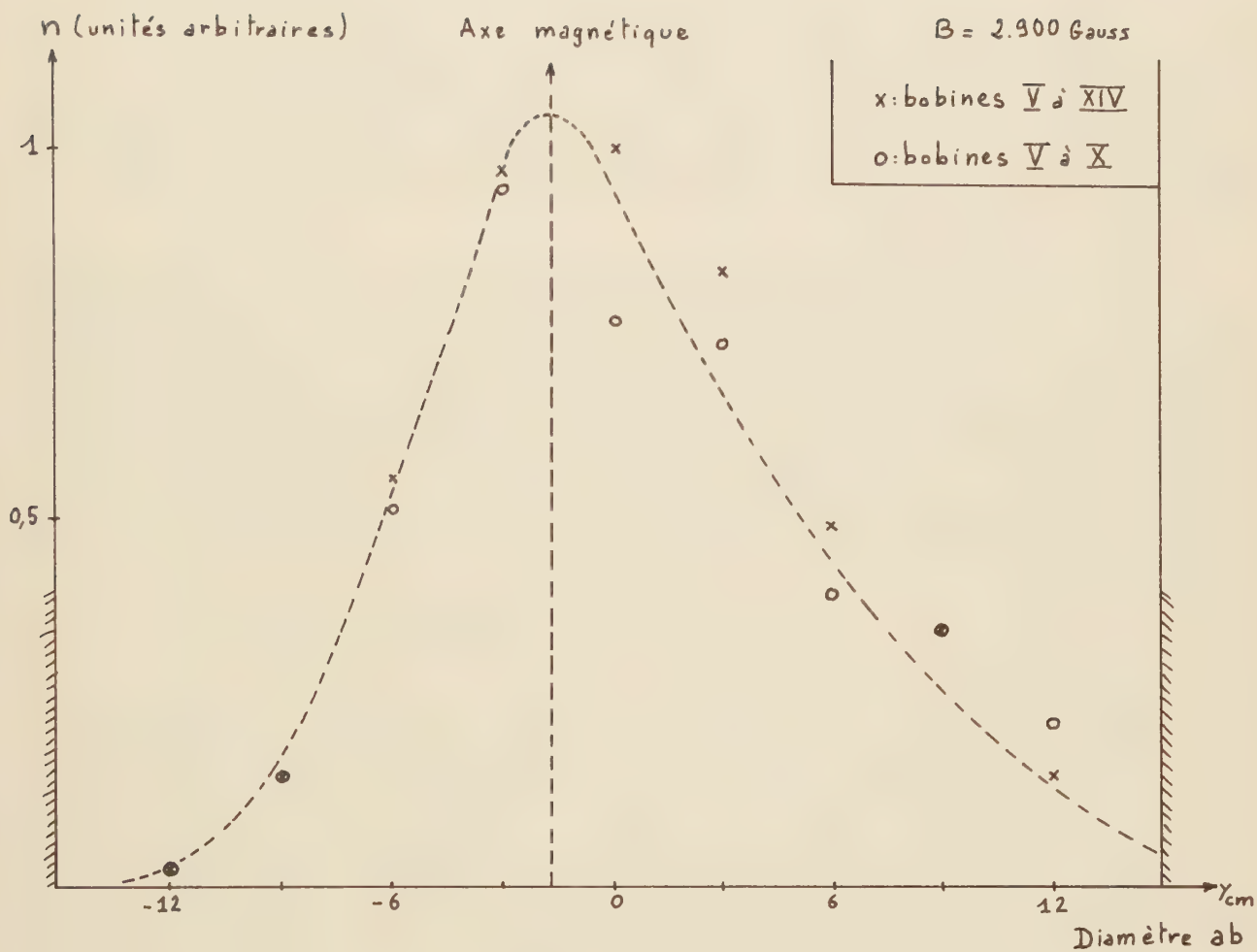
La Fig. III,3 représente la distribution du plasma le long du diamètre ab situé dans le plan de la courbe et passant par le point d'inflexion I de l'axe magnétique.

Cette mesure permet de déterminer la dérive électrique dy. L'expérience a été effectuée d'une part en alimentant seulement la première partie courbe du champ (bobines V à X), et d'autre part avec le champ à double courbure (bobines V à XIV). On constate, dans les deux cas, que la dérive comptée à partir de l'axe magnétique est négligeable (inférieure à 3 cm). Il en résulte que le champ électrique de polarisation est très faible, car la vitesse de dérive radiale est donnée, à partir de l'expression (I.11) par :

$$v_y = \frac{E}{B}$$

Dans ces conditions, la présence de deux courbures opposées ne semble pas jouer le rôle essentiel dans l'annulation du champ électrique. Il faut remarquer que la configuration magnétique est telle que les lignes de force coupent la paroi métallique aux deux extrémités de la chambre, et ceci peut réaliser un court-circuit efficace de la tension de polarisation *

* voir paragraphe III.3.1 .



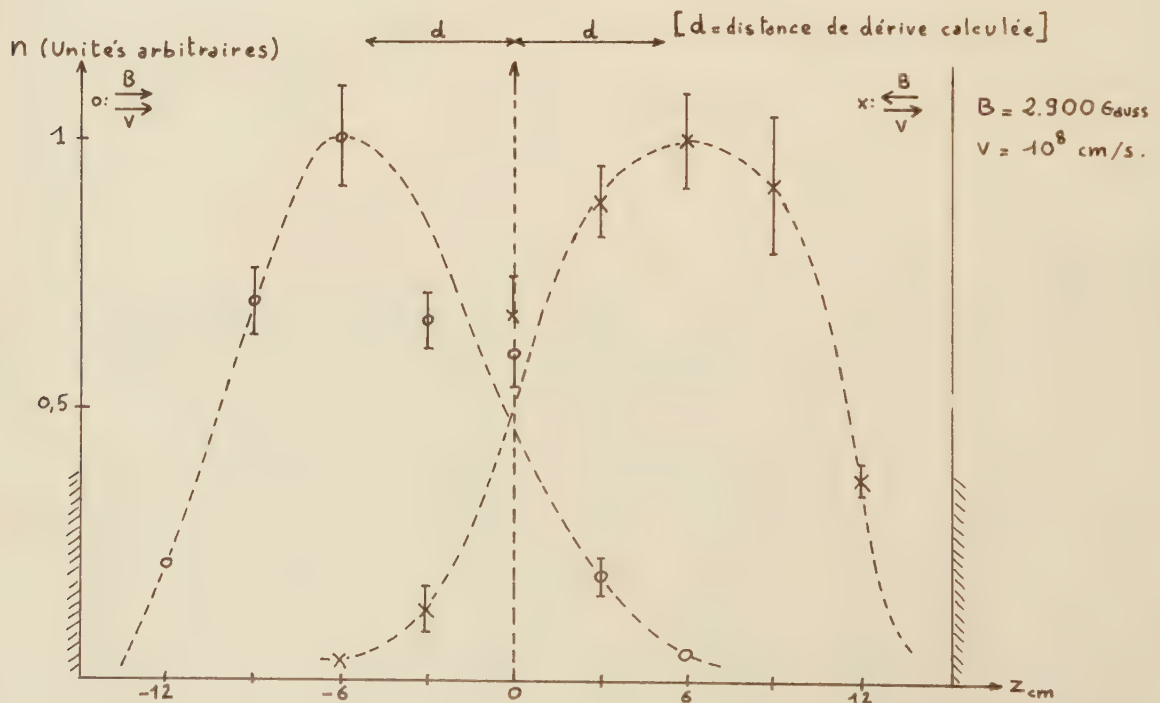
b) Dérive normale au plan de la courbe (dz)

Si l'on néglige l'effet de l'énergie transversale, la dérive d'un ion isolé dans la direction normale au plan de la courbe est donnée par la relation :

$$|dz| = \frac{m v_{\perp} \varphi}{q B} \quad (\text{III.1})$$

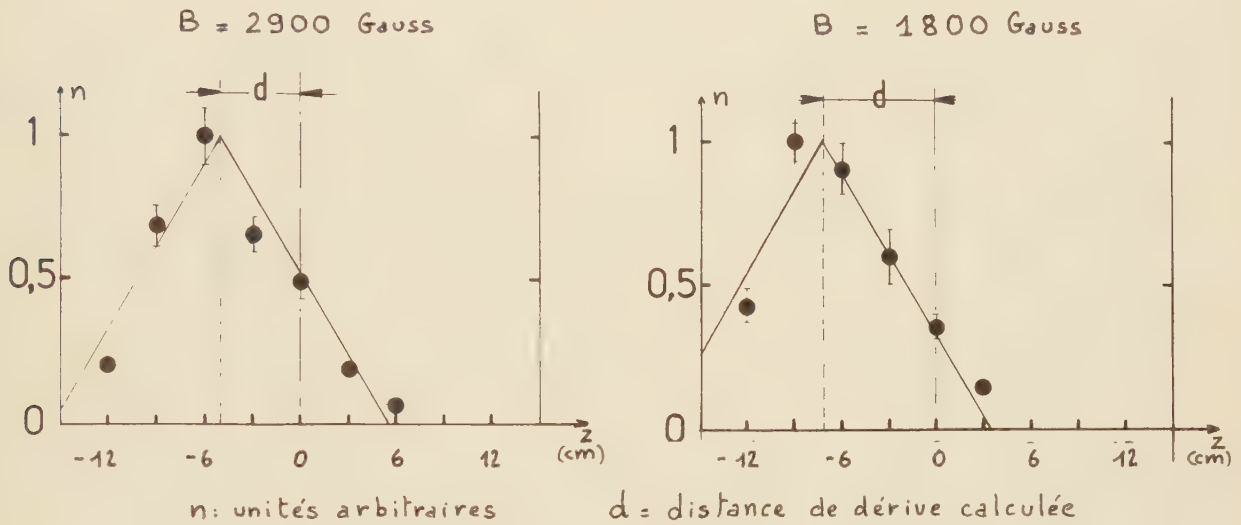
Dans le cas d'un plasma, cette dérive peut se mettre sous la forme $dz + f(E)$ où $f(E)$ est un terme associé à la présence du champ électrique. La mesure précédente a montré que le champ électrique était négligeable. Posons $f(E) = 0$.

La Fig. III,4 représente la distribution du plasma le long d'un diamètre perpendiculaire au plan de la courbe et passant par le point d'inflexion I de l'axe magnétique. La mesure a été effectuée avec le champ magnétique orienté dans le même sens que la vitesse, puis dans le sens contraire. On constate que la dérive varie bien avec le sens du champ et que son amplitude est compatible avec la valeur calculée en posant $f(E) = 0$.

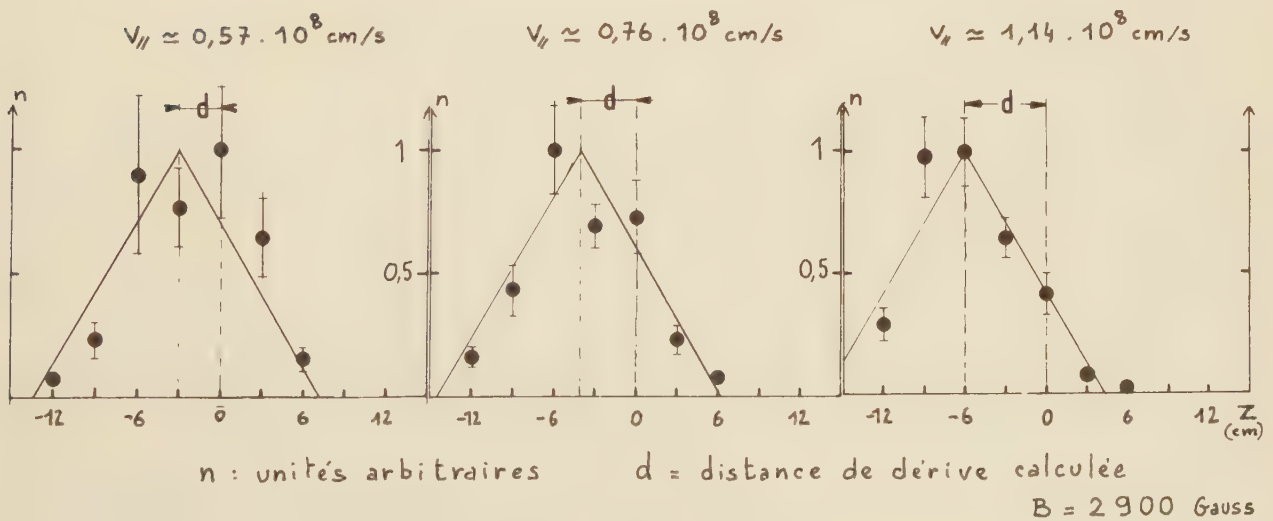


- Figure III,4 -

La Fig. III,5 donne les distributions radiales correspondant aux valeurs 2900 Gauss et 1800 Gauss du champ magnétique. Les triangles sont des profils fictifs tracés pour la clarté de la figure. Ces distributions montrent que la dérive est en accord avec la formule (III.1).

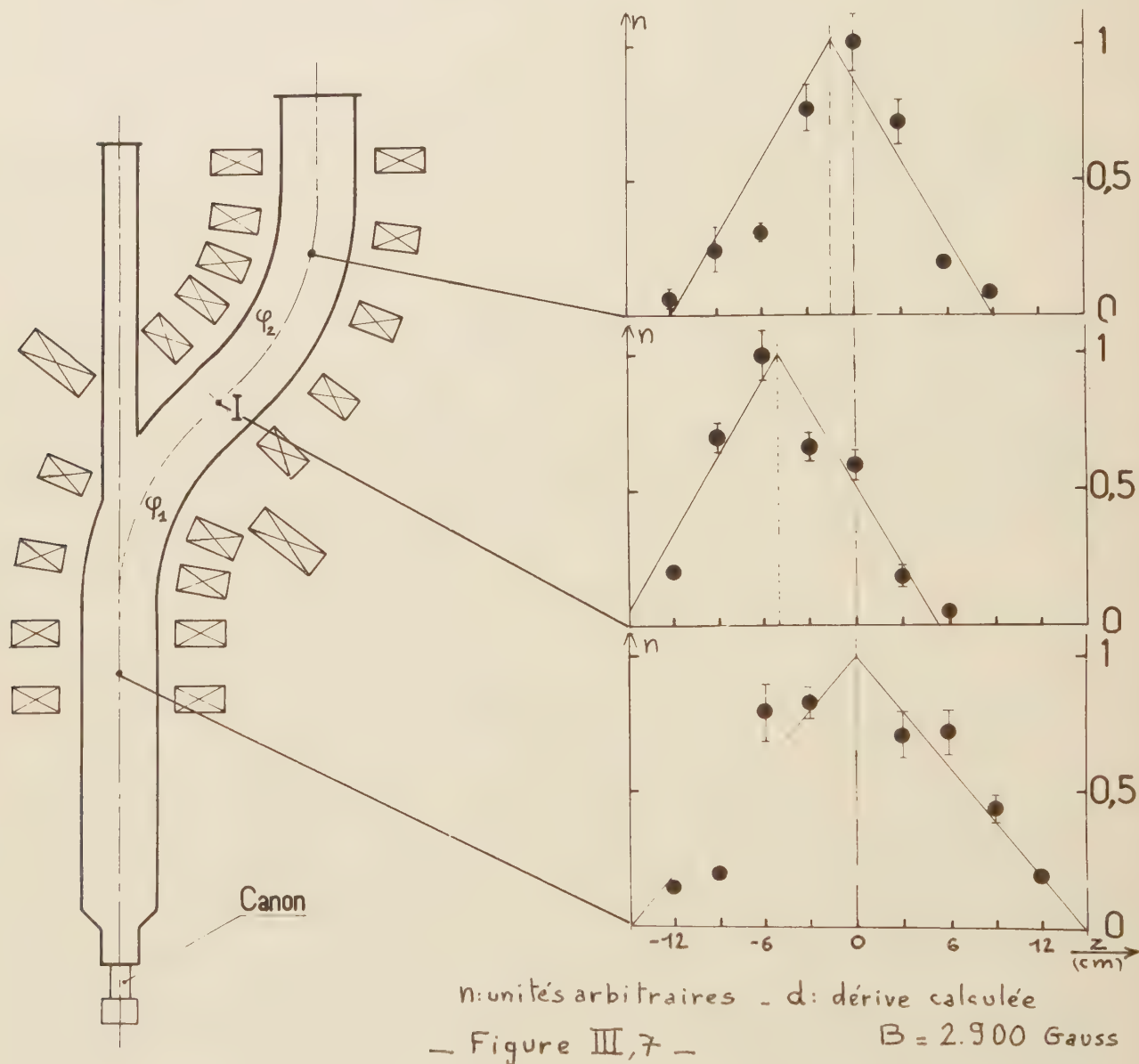


- Figure III, 5 -



- Figure III, 6 -

Pour vérifier la proportionnalité entre dz et $v_{\parallel}$, les signaux obtenus avec le cylindre de Faraday ont été dépouillés à des instants différents pour une même série d'expériences. La Fig. III,6 montre que l'amplitude de la dérive est ici encore compatible avec la formule théorique.



Les diagrammes de la Fig. III,7 représentent les distributions radiales suivant des diamètres normaux au plan de la courbe et situés respectivement avant la première courbure, au point d'inflexion (arc φ_1) et dans la deuxième courbure (arc φ_2)

On constate que le plasma est centré sur l'axe magnétique à l'entrée du champ. Il est décentré après avoir parcouru un arc de courbe $\varphi_1 = \frac{\pi}{4}$, puis il se rapproche de l'axe après avoir parcouru un arc $\varphi_2 < \varphi_1$. Ceci vérifie la proportionnalité de dz avec φ . De plus, la dérive dy restant négligeable, le plasma se retrouve approximativement centré sur l'axe magnétique après avoir traversé les deux parties courbes.

Toutes les observations précédentes sont en accord avec l'expression (III.1) et justifient l'hypothèse $f(E) = 0$.

Des mesures effectuées en alimentant seulement les bobines de la première partie courbe conduisent aux mêmes résultats.

III.2.3 - Analyse du plasma transmis

Lorsque la valeur absolue de la dérive dz est supérieure au rayon r de la chambre, une particule émise sur l'axe rencontre la paroi. Pour une particule donnée, la valeur maximum de la dérive est atteinte au point d'inflexion I pour $\varphi = \frac{\pi}{4}$.

Il en résulte que la particule est perdue lorsque :

$$\frac{\pi}{4} \frac{m}{q} \frac{v_{//}}{B} > r$$

Soient B_r et v_r les valeurs du champ magnétique et de la vitesse que l'on peut déduire de l'équation $dz = r$. Les valeurs sont liées par la relation :

$$\left(\frac{B}{v} \right)_r = \frac{\pi}{4} \frac{1}{r} \frac{m}{q}$$

Si m_p désigne la masse du proton et A la masse atomique des ions considérés, et si e désigne la charge élémentaire et Z_e la charge des ions considérés, on peut écrire :

$$\left(\frac{B}{v} \right)_r = \frac{\pi}{4} \frac{1}{r} \frac{m_p}{e} \frac{A}{Z}$$

soit, en unités pratiques :

$$\left[\frac{B \text{ (gauss)}}{v \text{ (cm/s)}} \right]_r \approx \frac{1}{r \text{ (cm)}} \frac{A}{Z} 0,8 \cdot 10^{-4}$$

En particulier, si $r = 15 \text{ cm}$:

$$\left(\frac{B}{v} \right)_{15} = 5,4 \cdot 10^{-6} \frac{A}{Z}$$

Les courbes de la Fig. III,8 représentent les variations du nombre de deutons détectés à l'aide de l'analyseur A_2 en fonction du champ magnétique.

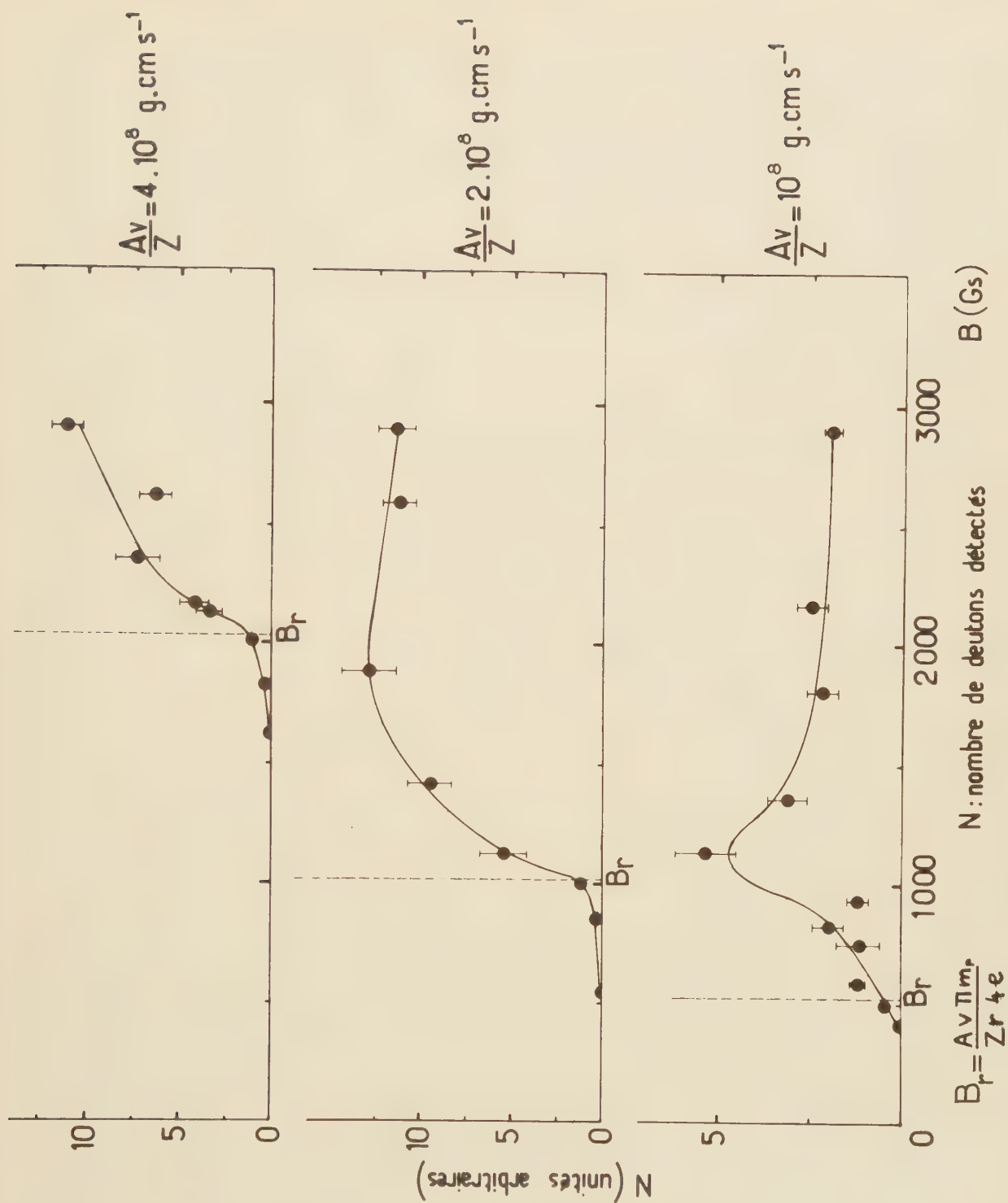
Les trois courbes correspondent à des valeurs différentes de la quantité $\frac{A v}{Z}$. Elles montrent que les deutons sont transmis de façon notable lorsque le champ magnétique est supérieur à B_{15} , c'est-à-dire lorsque la dérive est inférieure au rayon de la chambre.

Les courbes de la Fig. III,9 représentent, en fonction de la vitesse, les spectres des ions de masse atomique relative $\frac{A}{Z}$ comprise entre 2 et 8, pour un champ magnétique de 2100 Gauss. On constate que lorsque v est supérieur à v_{15} ($dz > 15 \text{ cm}$); le nombre de particules détectées devient négligeable.

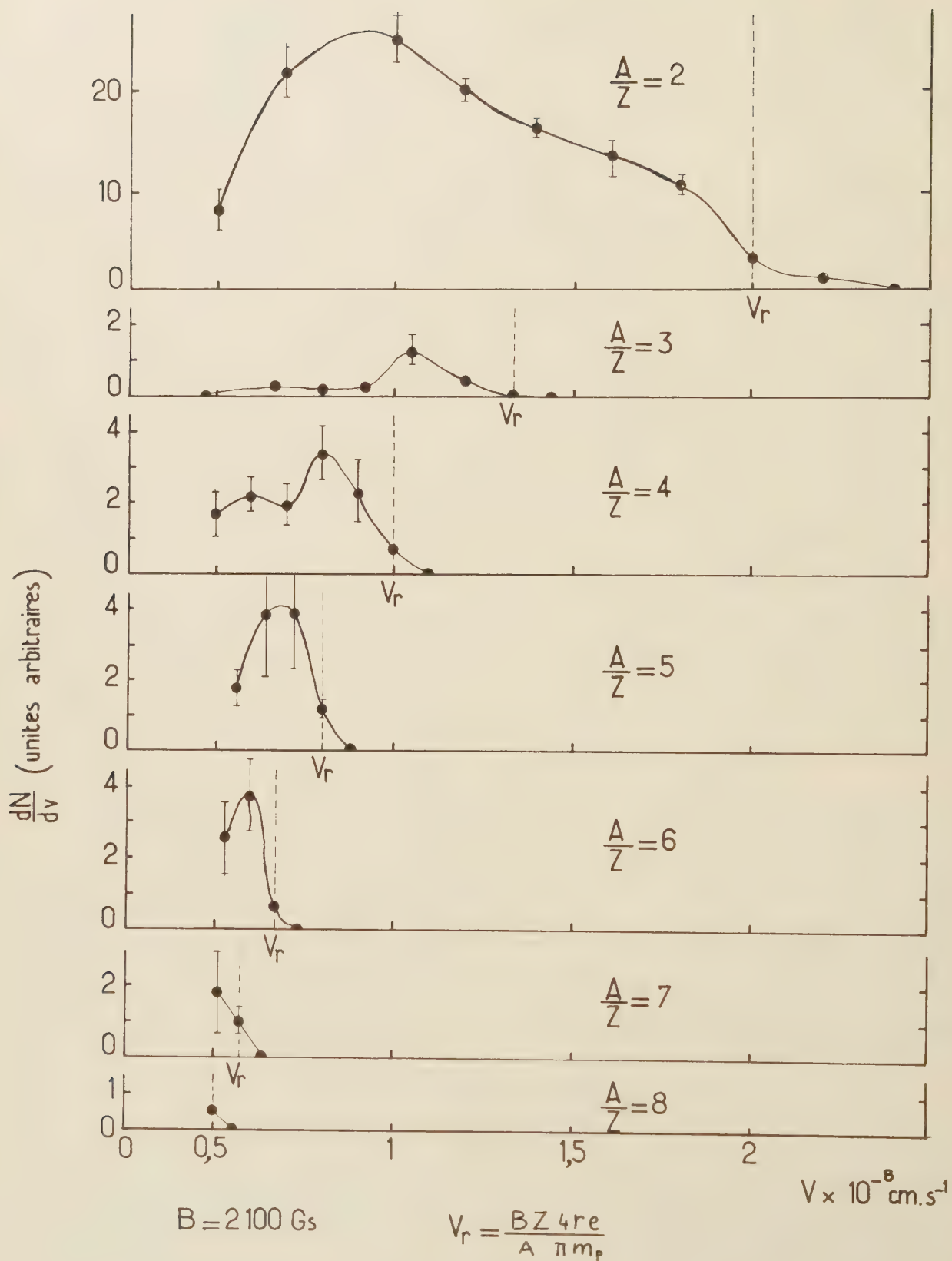
On peut enfin comparer le spectre du deutérium à la somme des spectres de tous les ions pour lesquels $\frac{A}{Z}$ est supérieur ou égal à 3 (Fig. III.10). La mesure est effectuée avec un champ magnétique de 2100 Gauss et la valeur de v_{15} calculée pour les deutons est alors de l'ordre de $2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. Ces courbes permettent d'évaluer le taux d'impuretés contenues dans la bouffée de plasma transmise. Il est évident que ce taux varie avec la tranche de vitesse considérée. Par exemple, pour une gamme de vitesse définie par :

$$1,4 \cdot 10^8 \text{ cm/s} < v < 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

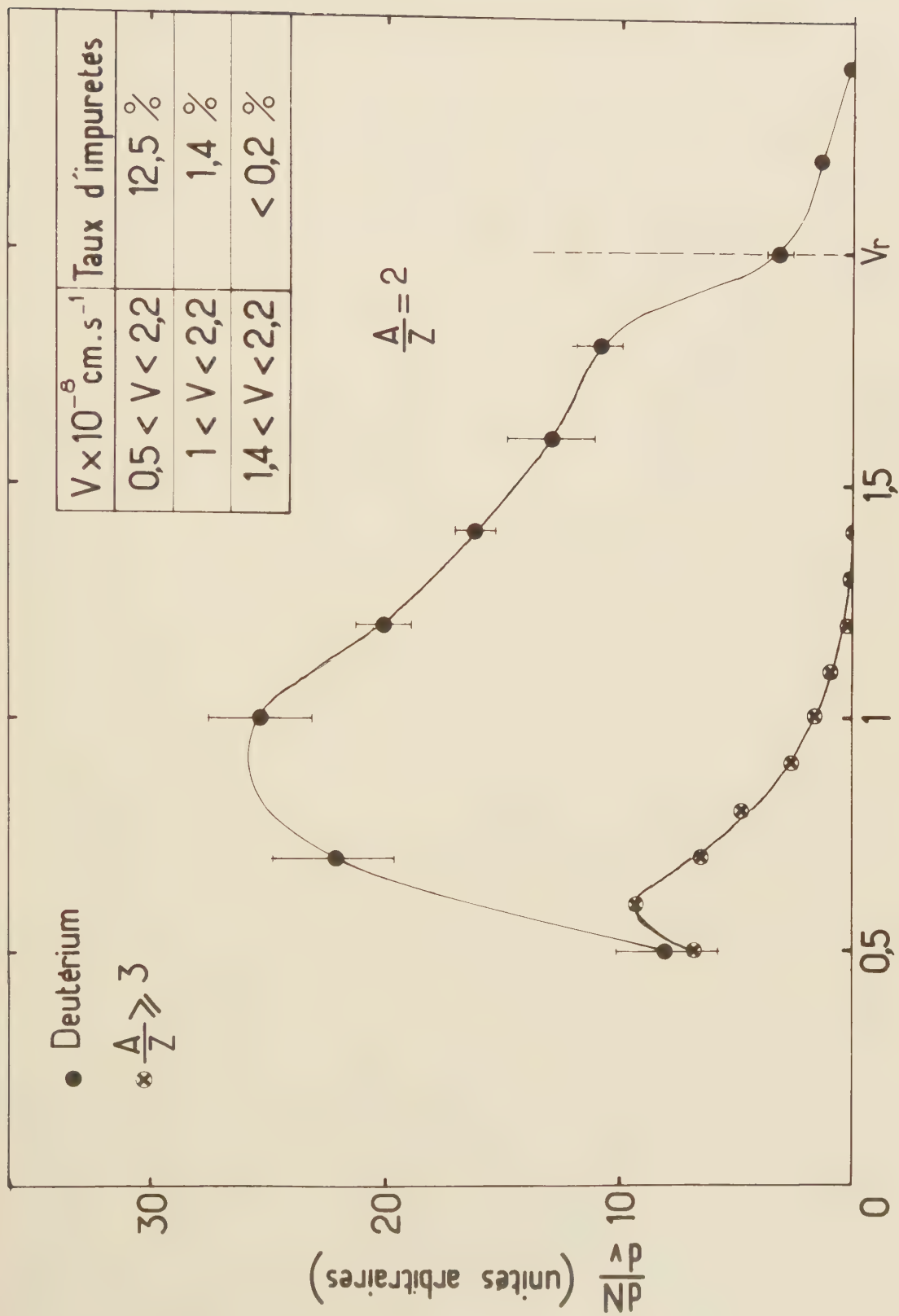
le taux d'impuretés est inférieur à 0,2 %, ce qui représente un gain d'un facteur 100 environ par rapport au taux d'impuretés obtenu à la sortie d'un champ magnétique rectiligne de même intensité.



- Figure III, 8 -



- Figure III, 9 -



- Figure III, 10 -

$B = 2100 \text{ Gs}$

III.3 - Injection dans le champ en S avec $\frac{B_c}{B} = 0,9$ (Bobines I à XVI)

Lorsque l'on alimente les quatre premières bobines, les conditions expérimentales sont modifiées sur deux points importants :

- 1°) les lignes de force magnétiques ne coupent plus la paroi métallique de la chambre du côté de l'injection (Fig. III.11) ;
- 2°) la densité du plasma injecté passe de la valeur 10^{12} cm^{-3} à la valeur 10^{13} cm^{-3} .

Les moyens de diagnostic utilisés sont les mêmes que dans l'étude précédente. Le canon fonctionne dans le régime rapide, mais le gaz injecté est ici de l'hydrogène, et non plus du deutérium.

III.3.1 - Etude de la dérive du plasma suivant le rayon de courbure du champ (dy)

Les distributions de densité le long du diamètre ab sont obtenues à l'aide de cylindres de Faraday.

Sur les courbes qui représentent ces distributions, G est l'abscisse du barycentre des points expérimentaux, et la distance OG comprise entre G et l'axe magnétique est choisie comme une représentation conventionnelle de la dérive dy.

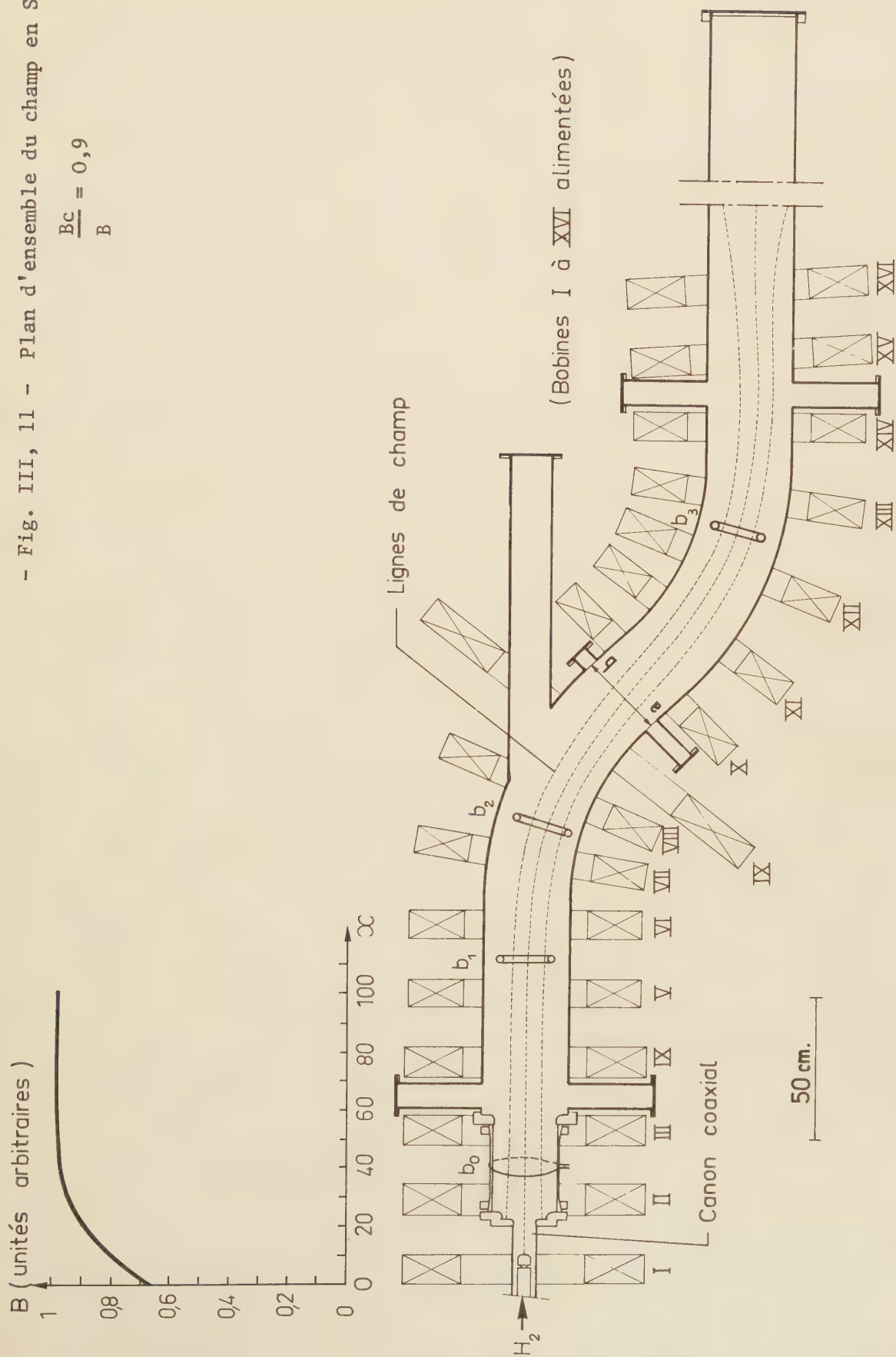
L'erreur * sur les mesures effectuées à l'aide des cylindres de Faraday est de l'ordre de 15 %. Les courbes ont été normalisées à la valeur 1 en unités arbitraires de densité, et la valeur maximum de n est indiquée sur chaque figure.

* Pour les N valeurs expérimentales a_i de la grandeur a, la moyenne est $\bar{a}$, et l'erreur est donnée par :

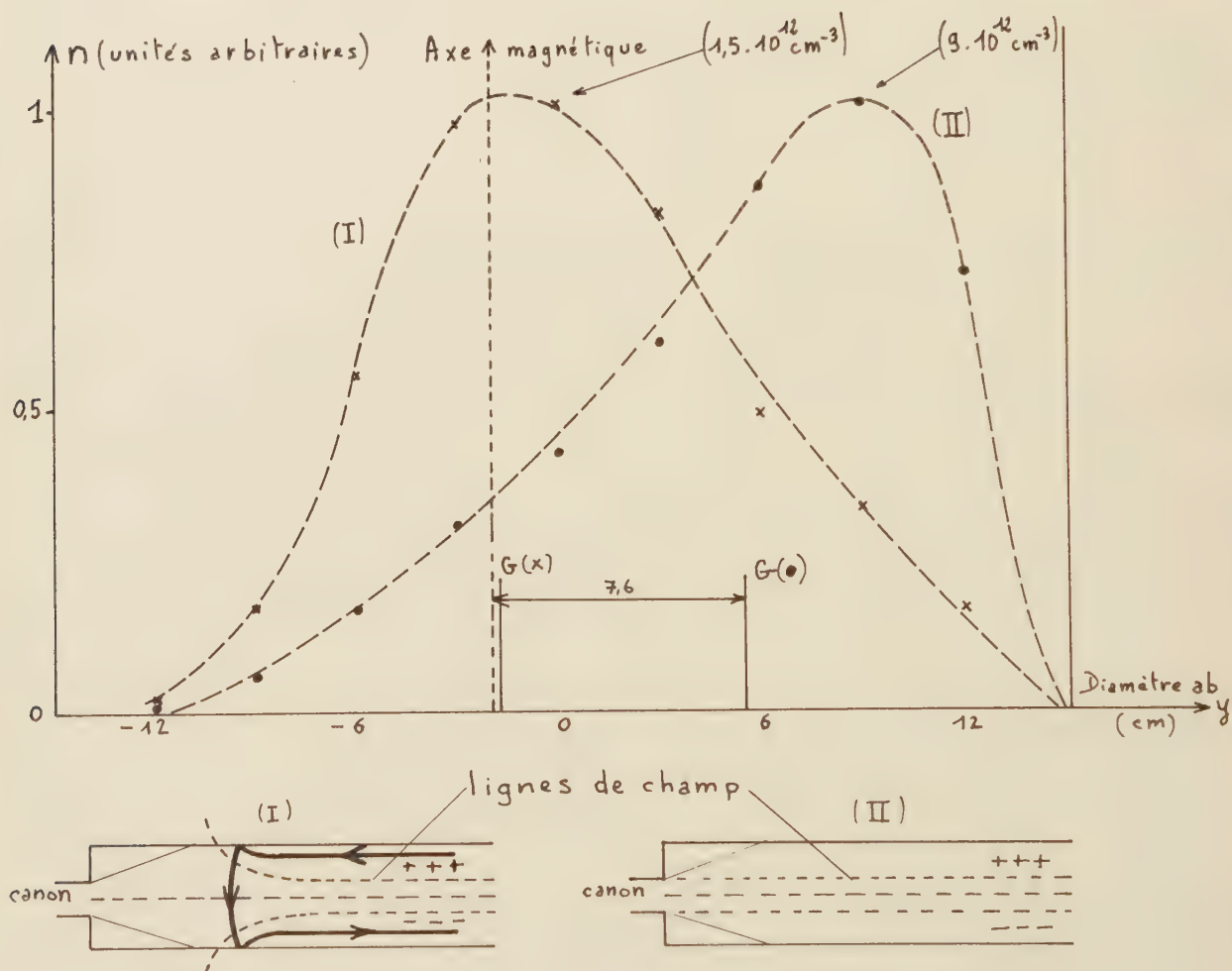
$$\Delta \bar{a} = \frac{\sqrt{\sum |a_i - \bar{a}|^2}}{N}$$

- Fig. III, 11 - Plan d'ensemble du champ en S

$$\frac{B_c}{B} = 0,9$$



La Fig. III, 12 représente la distribution radiale du plasma le long du diamètre ab . On constate que le plasma est fortement décentré par rapport à l'axe magnétique ($OG = 76$ mm). Il en résulte que le champ électrique de polarisation n'est plus totalement annulé dans ces conditions. Sur la même figure se trouve représentée la distribution radiale obtenue dans l'étude précédente, avec un fort gradient de champ dans la partie rectiligne d'entrée. On a vu que, dans ces conditions, la dérive dy était à peu près nulle.



- Figure III, 12 -

Pour interpréter ces résultats, il faut remarquer que la distance de dérive pour un plasmoïde court est donnée par (1.28) :

$$dy = \frac{v_{II}^2}{R} \rho n \frac{m s}{h B^2} (1 - \cos \omega t)$$

dans le cas d'un circuit purement inductif, et par (1.33) :

$$dy = \frac{v_{II}^2}{R} \rho n \frac{m s}{h B^2} \left[t - \tau (1 - e^{-t/\tau}) \right]$$

dans le cas d'un circuit purement résistif.

Pour un plasmoïde infiniment long en régime continu, l'expression (1.41) peut se mettre sous la forme :

$$dy = \frac{R m \ell v_{II}}{12 h B_o^2} n \left[\rho_o (3 \pi \varphi) + \rho R (3 \pi \varphi^2 - 4 \varphi^3) \right]$$

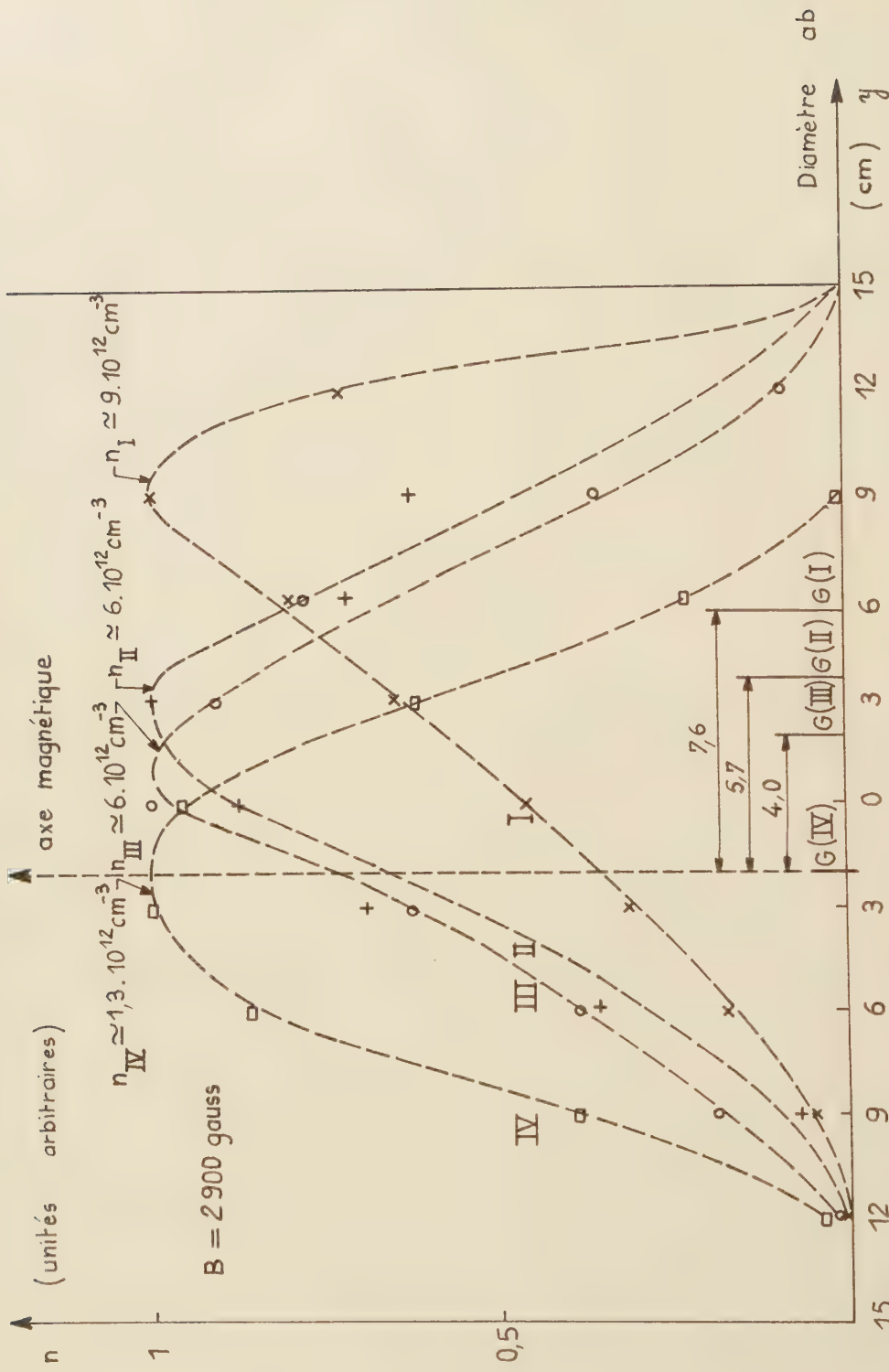
La dérive dy varie dans tous les cas dans le même sens que l'impédance du circuit de dépolarisation, et proportionnellement à la densité du plasma injecté.

Dans le cas $\frac{B_c}{B} = 0,05$, on peut imaginer que ce circuit de dépolarisation est formé par les lignes de force magnétiques, le long desquelles la conductivité du plasma est élevée, et par la chambre métallique. Dans le cas $\frac{B_c}{B} = 0,9$, les lignes de champ ne coupent plus la paroi, et l'impédance du circuit de dépolarisation n'est plus la même (elle est probablement plus élevée).

La différence observée sur la dérive dans les deux expériences peut donc être due, soit à la différence de densité, soit au changement d'impédance du circuit de dépolarisation, soit à l'ensemble de ces deux causes. Pour vérifier ces hypothèses, plusieurs expériences ont été effectuées.

1°) Utilisation de grilles de court-circuit

Une grille métallique, placée dans la partie rectiligne d'injection perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique, assure la conductivité dans



(I) Sans grille — (II) Grille en cuivre 90% — (III) Grille en nickel 85% — (IV) grille en acier 50%.

cette direction. La grille utilisée est en acier inoxydable, à mailles carrées, de transparence 50 % (fils de $\varnothing$ 0,3 mm espacés de 1 mm).

La distribution radiale obtenue (Fig. III, 13) montre que la dérive dy est pratiquement nulle, et la valeur de la densité est voisine de 10^{12} cm^{-3} .

Lorsque l'on utilise une grille en cuivre de transparence 90 % (fils parallèles de $\varnothing$ 1 mm espacés de 1 cm) on obtient une densité de $6.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ environ. La dérive dy est alors plus faible que lorsque l'on opère sans grille, mais n'est plus nulle ($OG = 57 \text{ mm}$). (Fig. III, 13).

Une grille à mailles carrées en nickel, de transparence 85 % (fils de 140 μ espacés de 2 mm) permet d'obtenir des résultats semblables ($n \simeq 6.10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $OG = 40 \text{ mm}$), (Fig. III, 13).

Ces grilles ont été placées successivement en plusieurs points de la partie de la chambre comprise entre le canon et le début de la courbe, de façon à faire varier l'inductance propre $\mathcal{L}$ du circuit. On observe que la dérive reste constante pour toutes ces positions. Il s'en suit que l'inductance $\mathcal{L}$ reste suffisamment faible pour que l'effet de sa variation soit négligeable.

La dérive dy peut donc être fonction de la densité n et de la résistance ρ du circuit de dépolarisation.

2°) Déformation des lignes de force magnétiques

Un autre moyen de réaliser un circuit de dépolarisation consiste à inverser le sens du passage du courant dans la bobine IV. Les lignes de force magnétiques extérieures à un cylindre de 10 cm de diamètre et de même axe que la chambre vont couper la paroi métallique. La densité du plasma injecté dans le champ en S est alors de $6.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et la distribution radiale obtenue dans ces conditions montre que la dérive est plus faible que lorsque le champ magnétique est normal ($OG = 47 \text{ mm}$) (Fig. III, 14)

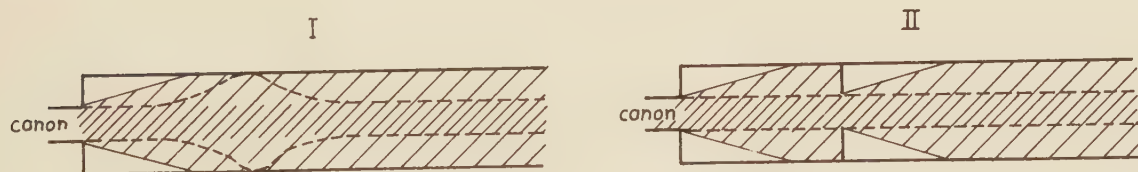
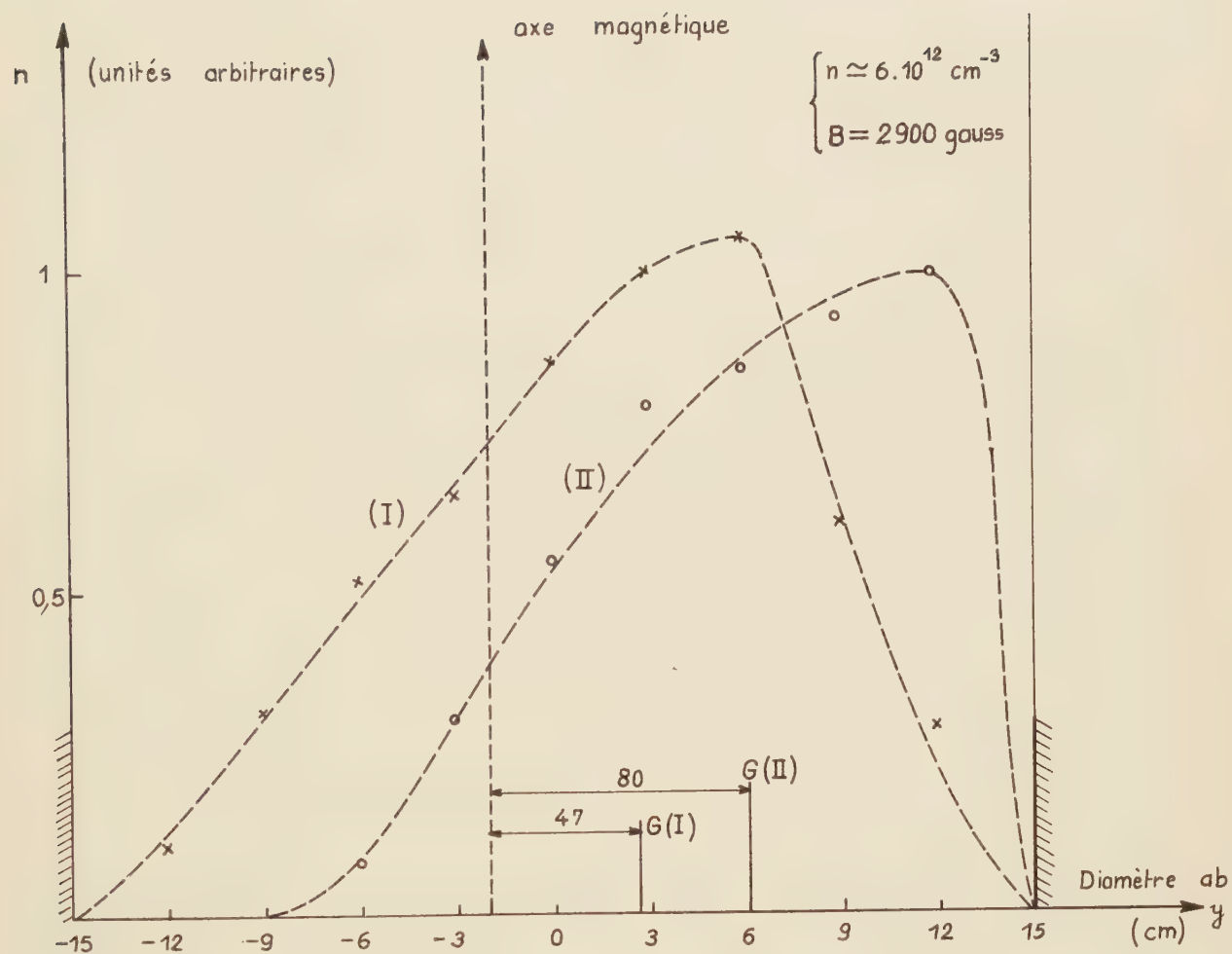
Si l'on place au niveau de la bobine IV, alimentée normalement, un disque métallique percé d'un trou de 10 cm de diamètre, les lignes de force qui coupaient précédemment la paroi de la chambre vont maintenant couper le disque. La densité reste voisine de $6.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et la courbe de la Fig. III, 14 montre que la dérive du plasma n'est pas sensible à la présence du disque et conserve sa valeur maximum ($OG = 80 \text{ mm}$).

On peut alors inverser le sens de passage du courant dans la bobine IV, tout en conservant le disque métallique en place. On observe que la dérive conserve toujours sa valeur maximum (Fig. III, 15).

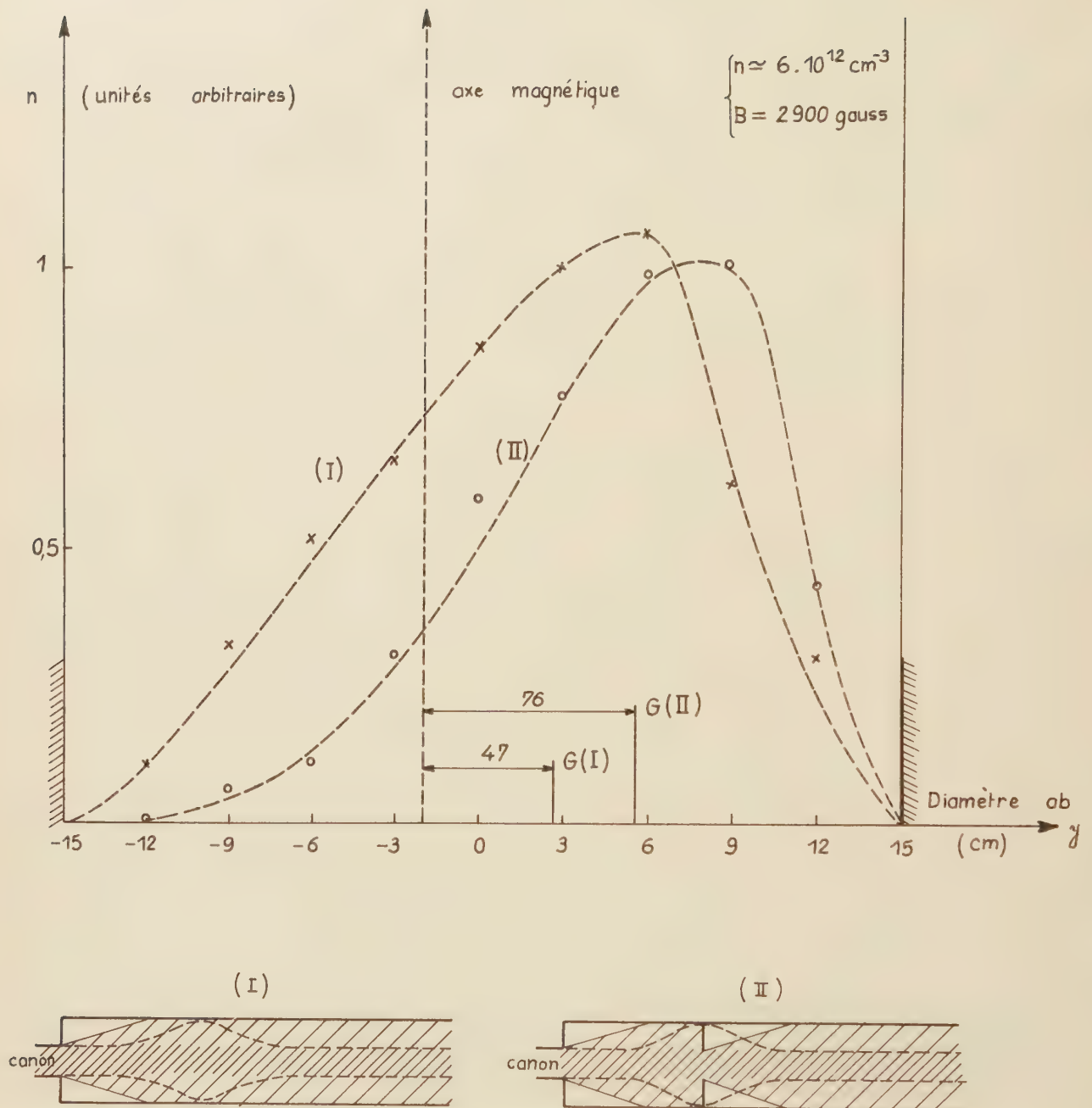
Dans les trois cas expérimentaux, la densité, mesurée à l'aide d'un cylindre de Faraday, reste sensiblement constante. Il semble donc que l'impédance du circuit joue un rôle essentiel dans le phénomène observé. L'inductance propre n'a pratiquement pas varié. Par contre, il faut remarquer que dans le premier cas, la zone dans laquelle les lignes de force coupent la paroi métallique est baignée de plasma, susceptible d'assurer la conductivité. En revanche, lorsque le disque métallique est en place, il n'y a pas de plasma en contact avec la face aval du disque. La conductivité dans cette zone est donc très faible et le circuit a une résistance beaucoup plus élevée.

On peut expliquer de la même façon la différence observée sur les courbes de la Fig. III, 12. En effet, lorsque les quatre premières bobines sont alimentées, les lignes de force ne coupent pas la paroi de la chambre, mais, en revanche, elles coupent l'électrode extérieure du canon. Or, il n'y a pas de plasma en contact avec la face avant du canon, et la conductivité dans cette zone est très faible ; on observe alors une dérive importante.

En conclusion, la dérive électrique dy est fonction de la conductivité dans la partie rectiligne d'injection. Elle peut dépendre aussi de la densité du plasma injecté.



- Fig. III, 14 -



- Fig. III, 15 -

III.3.2 - Mesures du courant de dépolarisation

a) Diagnostics utilisés

Pour mesurer le courant de dépolarisation, on utilise des cylindres de Faraday [18] ou des bobinages de Rogowski [18].

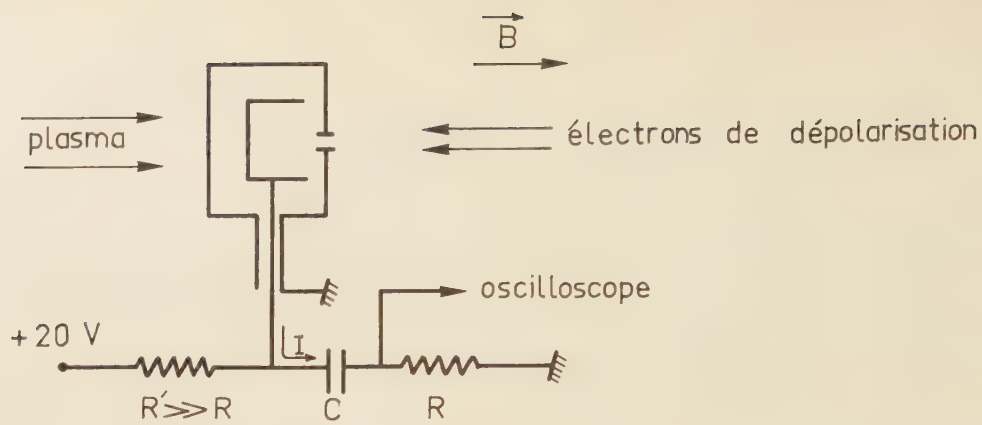
1°) Cylindres de Faraday

Nous avons vu, au paragraphe 1.2.1 que la dépolarisation du plasma contenu dans la partie courbe du champ pouvait être effectuée grâce à un transfert d'électrons entre la face du plasma polarisée négativement et le plasma neutre contenu dans la partie rectiligne d'injection. Ces électrons circulent le long des lignes de force magnétiques et la direction de leur vitesse est opposée à celle de la vitesse d'ensemble de la bouffée de plasma. On peut donc mesurer le courant qu'ils transportent en plaçant sur leur trajet un cylindre de Faraday dont l'électrode est polarisée positivement (+ 20 Volts) et dont le trou d'entrée est correctement orienté (Fig. III, 16).

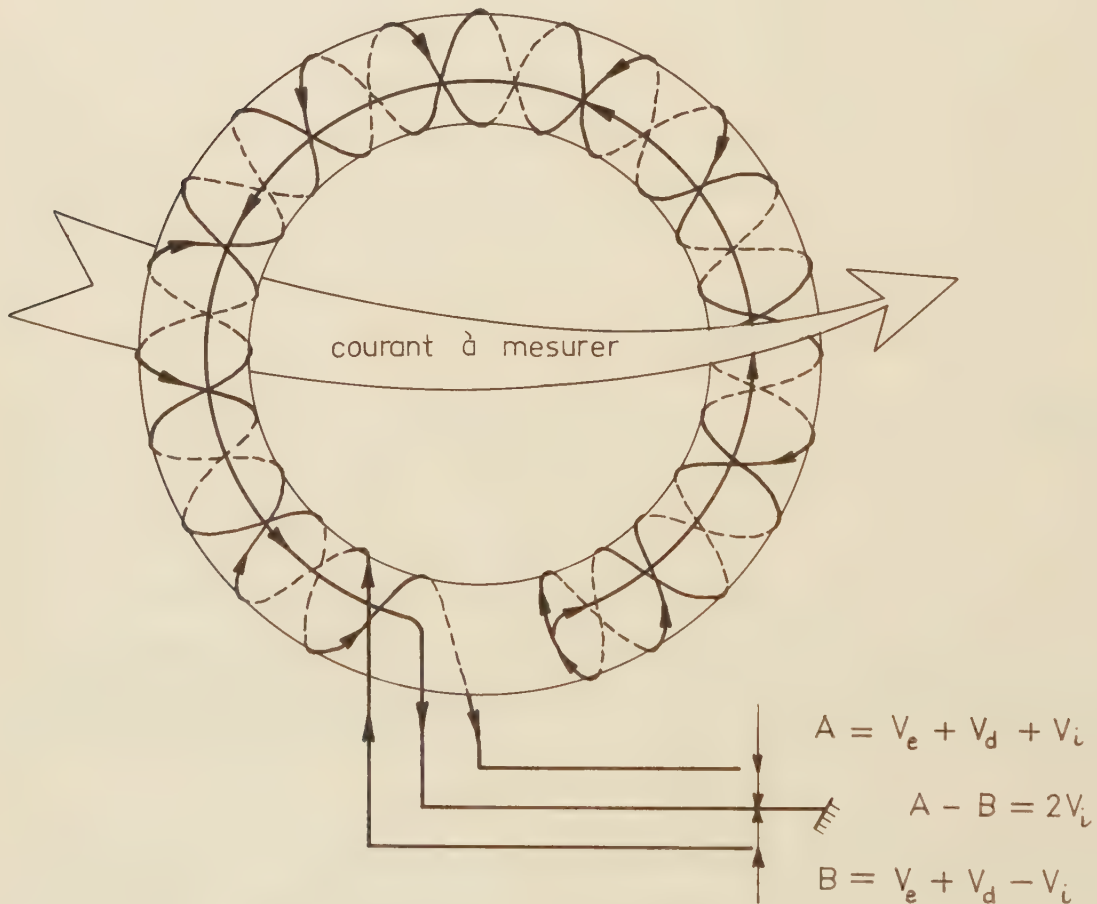
2°) Bobinages de Rogowski

Un bobinage de Rogowski est constitué par un solénoïde de forme toroïdale entourant le courant que l'on désire mesurer. Le signal délivré par un tel bobinage peut être fortement perturbé en présence de variations longitudinales de flux magnétique, qui se produisent en particulier lors du passage d'une bouffée diamagnétique de plasma. D'autre part, un bobinage de Rogowski, en présence de plasma, peut capter un signal électrostatique qui risque aussi de perturber gravement la mesure de courant.

Pour remédier à ces inconvénients, on peut réaliser le bobinage représenté sur la Fig. III, 16. Il est constitué par deux couches de spires bobinées dans le même sens sur le petit diamètre du tore, mais dans des sens opposés suivant le grand diamètre. Au point d'inversion du sens des spires est connecté un fil qui revient le long de l'axe. Les différences de potentiel A et B, qui apparaissent entre ce fil (point de



CYLINDRE DE FARADAY MESURANT LE COURANT DE DÉPOLARISATION



BOBINAGE DE ROGOWSKI COMPENSÉ

de référence et les deux extrémités du fil bobiné, attaquent un amplificateur différentiel. On voit aisément qu'en faisant la différence $A - B$ on élimine le signal électrostatique V_e et le signal diamagnétique V_d , qui sont captés de la même façon sur les deux voies, et l'on conserve le signal $2V_i$ dû au courant que l'on mesure.

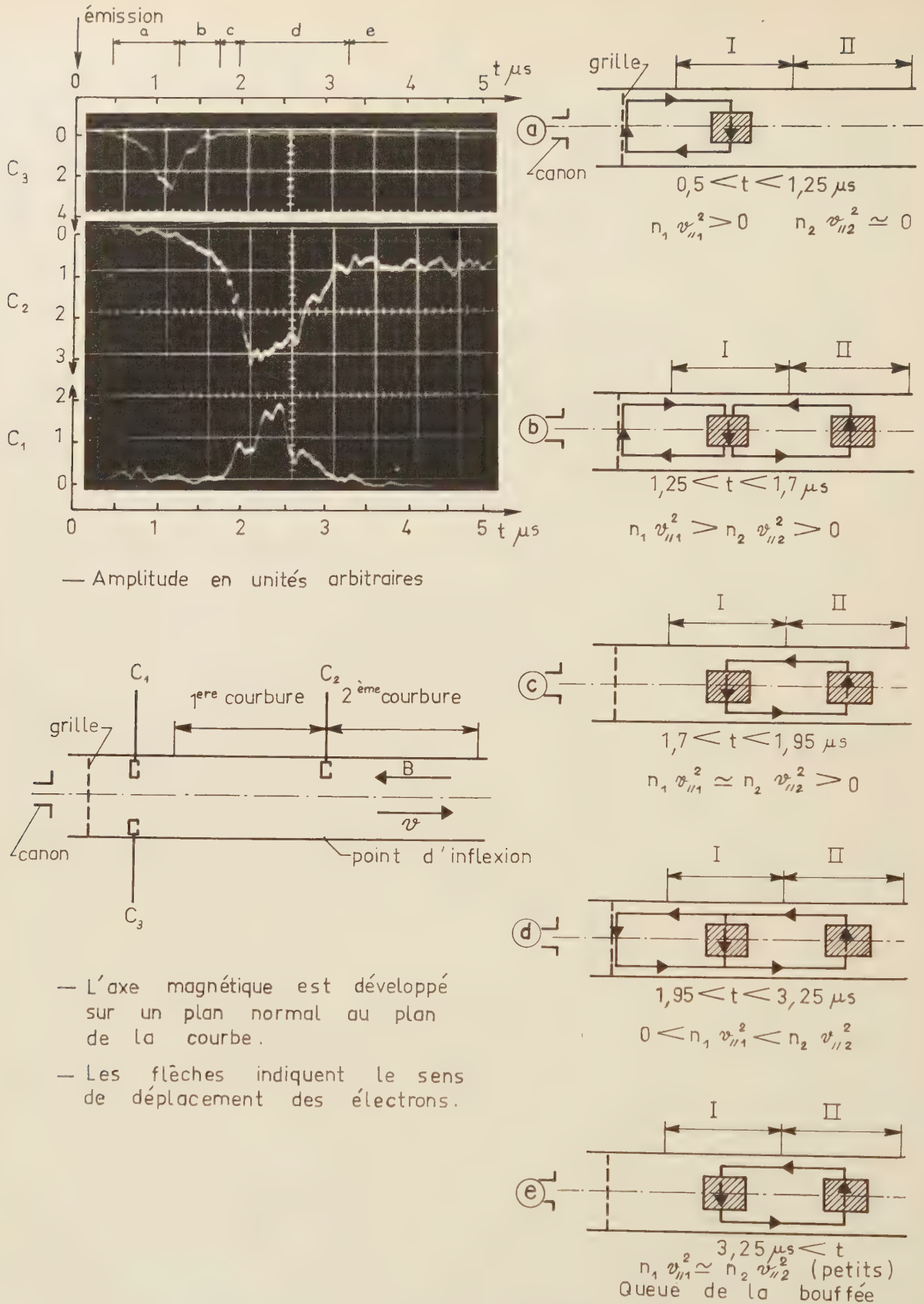
b) Mesures à l'aide de cylindres de Faraday

1°) Interprétation qualitative des signaux observés

La grille en nickel de transparence 85 % est placée dans la partie rectiligne d'entrée. L'instant d'émission de la bouffée de plasma est pris comme origine des temps. La Fig. III, 17 indique l'emplacement des cylindres de Faraday utilisés. Lorsque les sens du champ magnétique et de la vitesse du plasma sont opposés, le cylindre C_2 mesure le courant de dépolarisation du plasma situé dans la région II, tandis que les cylindres C_1 et C_3 mesurent des courants d'électrons qui vont vers la grille et qui proviennent respectivement du plasma situé dans les régions II et I. Les oscillogrammes obtenus à l'aide de ces trois cylindres sont présentés à la Fig. III, 17. On remarque que ces signaux apparaissent à des instants différents et ont des durées inégales. Leur étude, en fonction du temps, permet de donner une interprétation du phénomène de dépolarisation de la bouffée de plasma au cours de son passage dans le champ en S.

Entre les instants $t = 0,5 \mu s$ et $t = 1,26 \mu s$, C_3 mesure un courant alors que C_1 et C_2 ne donnent aucun signal. Le plasma se trouve essentiellement dans la première partie courbe et se dépolarise dans la grille (Fig. III, 17-a). Nous appellerons circuit A ce circuit de dépolarisation.

Entre les instants $t = 1,25 \mu s$ et $t = 1,7 \mu s$, un signal apparaît sur C_2 , tandis que celui de C_3 décroît et celui de C_1 est toujours nul. Durant cette période, la densité du plasma dans la région II augmente, et le circuit de dépolarisation entre les deux courbures (circuit B) s'établit, alors que celui qui relie le plasma de la région I à la grille (circuit A) existe toujours (Fig. III, 17-b)



- Fig. III, 17 - Signaux cylindres de Faraday avec interprétation

C_1 C_2 C_3

Entre les instants $t = 1,7 \mu s$ et $t = 1,95 \mu s$, les signaux de C_1 et C_3 sont tous deux nuls. Aucun courant ne passe dans la grille. Durant cette période, seul le circuit B subsiste, (Fig. III, 17-c). On est alors conduit à admettre que, dans cette phase du phénomène, les courants de polarisation I_1 et I_2 des portions de plasma situées dans chacune des deux courbures sont égaux. Ces courants étant proportionnels au produit $n v_{\parallel}^2$, cette condition s'exprime par :

$$n_1 v_{\parallel 1}^2 \approx n_2 v_{\parallel 2}^2$$

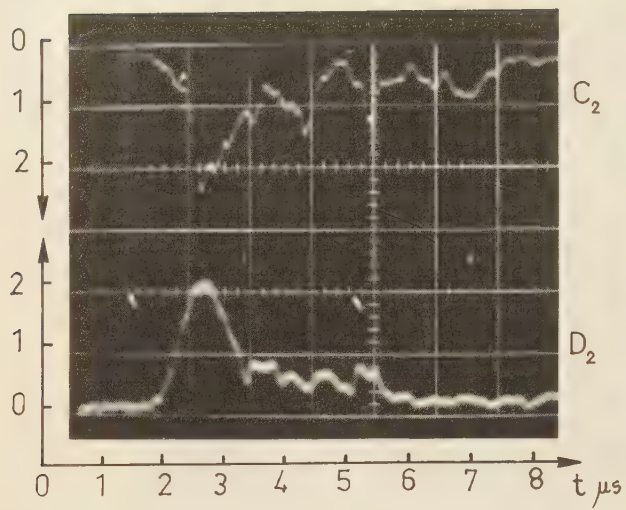
A l'instant $t = 1,95 \mu s$, un signal apparaît sur C_1 . Une partie du courant de dépolarisation du plasma de la région II passe dans la grille. La densité du plasma de la région I n'est plus suffisante pour assurer le passage de la totalité du courant de dépolarisation du plasma de la deuxième courbure (Fig. III, 17-d).

Lorsque $t > 3,25 \mu s$, la chambre ne contient plus que la queue de la bouffée de plasma, de densité faible et à peu près uniforme. C_1 et C_2 ne mesurent plus aucun courant, et la dépolarisation se fait par le circuit B seulement (Fig. III, 17-e).

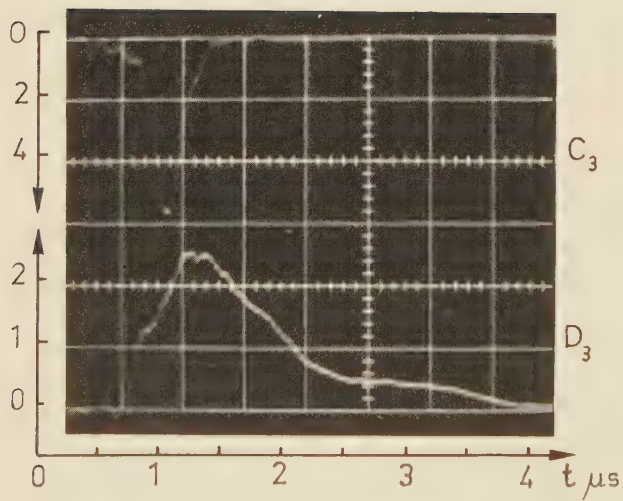
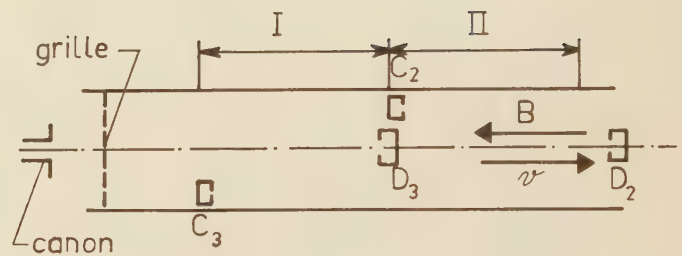
Cette interprétation des phénomènes est confirmée par les observations suivantes.

La comparaison entre le courant détecté par C_2 et la densité du plasma mesurée à la sortie de la seconde courbure à l'aide d'un cylindre de Faraday (D_2) montre que la décroissance de ces deux grandeurs est sensiblement la même (Fig. III, 18-a). Par conséquent, tant que la région II contient du plasma, on observe un courant de dépolarisation correspondant à ce plasma.

En revanche, si l'on compare les signaux délivrés par C_3 et par un cylindre de Faraday (D_3) qui mesure la densité ionique du plasma au point d'inflexion (Fig. III, 18-b), on constate que le courant mesuré par C_3 devient nul alors que la densité du plasma contenu dans la région I est encore importante. Ceci peut s'expliquer par l'existence du circuit B dont il a été question ci-dessus.



(a)



(b)

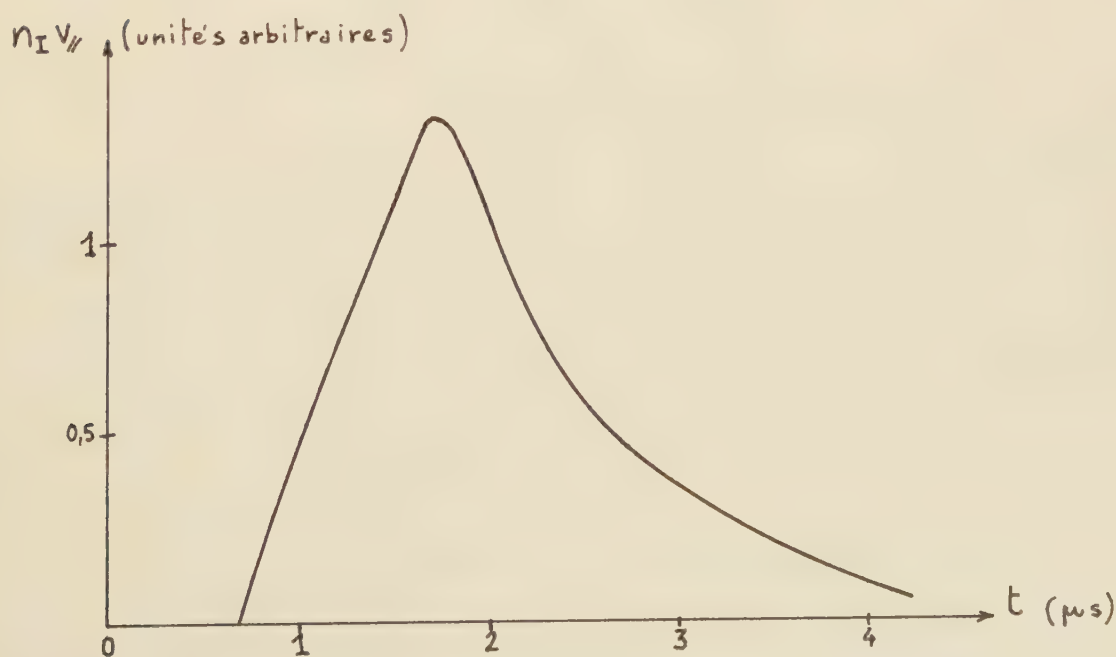
- Fig. III, 18 - Signaux cylindres de Faraday, électrons (C) et ions (D)

2°) Analyse du signal de densité ionique

Au cours de l'étude précédente, nous avons été amenés à comparer entre eux, dans chaque phase du phénomène, les courants de polarisation I_1 et I_2 correspondant à chacune des deux courbures.

Or, il est possible, à partir du signal délivré par un cylindre de Faraday (D_3), placé au point d'inflexion, de connaître à chaque instant la valeur du produit $n v_{\parallel}^2$ (proportionnel à I) le long de l'axe de la chambre. On doit ainsi pouvoir retrouver les différents cas de la Fig. III, 17.

La courbe de la Fig. III, 19 donne en fonction du temps la valeur du produit $n v_{\parallel}$ au point d'inflexion, obtenue en effectuant la moyenne de l'amplitude des signaux délivrés par D_3 au cours d'une série de 10 chocs.



- Figure III, 19 -

Sachant que la distance d qui sépare le canon du point d'inflexion est de 2 mètres, on peut déterminer la vitesse correspondant à chaque point de cette courbe, et en déduire la répartition de densité à un instant donné t_0 le long de l'axe de la machine. Pour cela, il faut tenir compte de l'expansion de la bouffée. Si l'on admet que celle-ci est émise instantanément par le canon, et que son expansion est une fonction linéaire du temps (plasma sans collisions), on peut écrire :

$$n_x = n_I \frac{d}{x}$$

où n_x est la densité à l'abscisse x d'une tranche de plasma et n_I la densité au point d'inflexion de cette même tranche.

On peut alors, à partir de cette distribution de densité, obtenir les courbes de la Fig. III,20 qui donnent à un instant donné t_0 le produit $n_x v_x^2$ en fonction de l'abscisse x .

D'après les résultats du chapitre I, le courant de dépolarisation a pour expression :

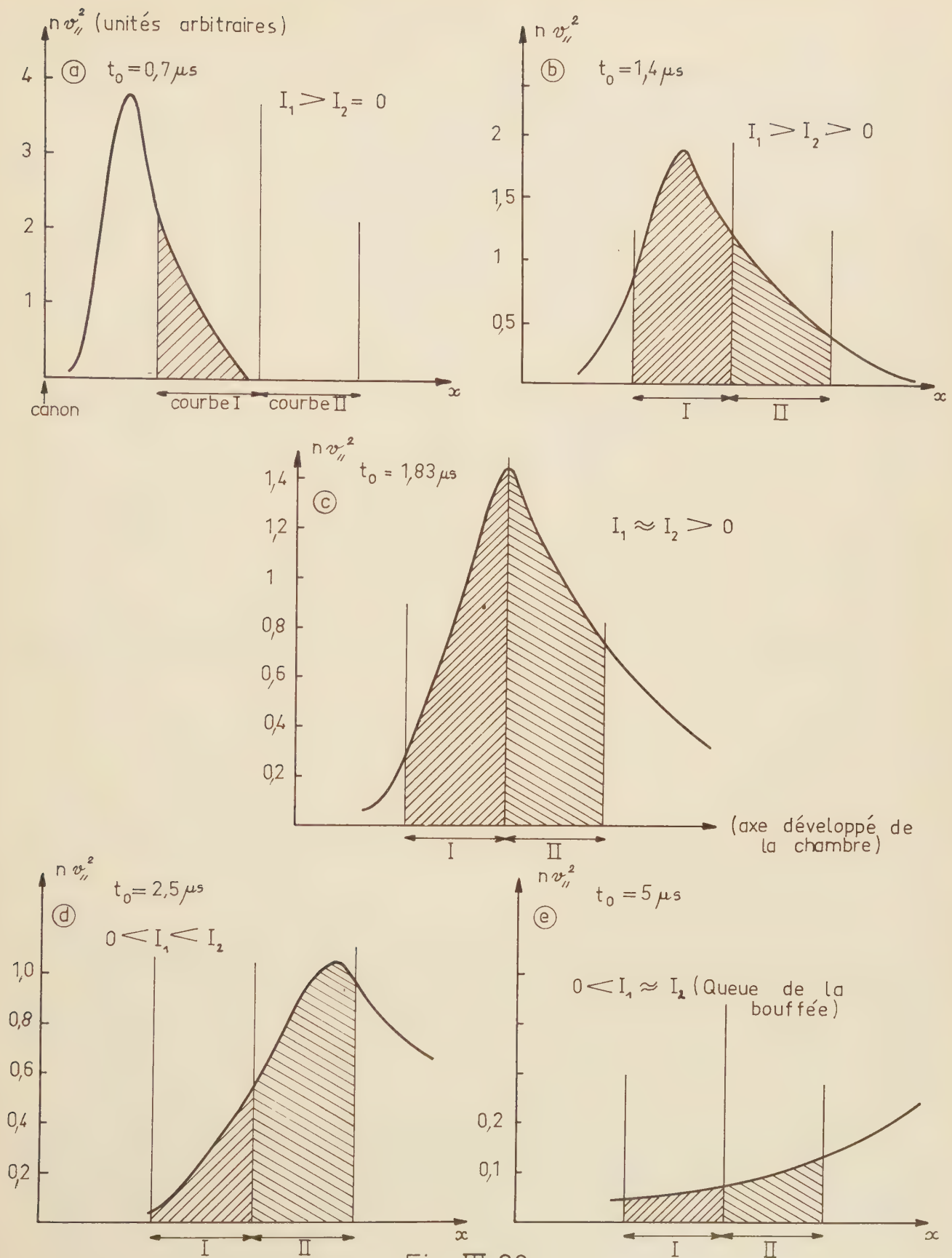
$$I = \int_0^L dI = \int_0^L \frac{m n v_x^2 \ell}{R B} dx$$

où L désigne la longueur de l'arc de courbe considéré.

Sur la Fig. III,20, les aires hachurées sont donc proportionnelles aux courants de polarisation I_1 et I_2 correspondant aux régions I et II. L'étude de la variation de ces aires au cours du temps permet de confirmer l'interprétation des oscillogrammes délivrés par les cylindres C_1 , C_2 et C_3 , illustrée à la Fig. III,17. En particulier, à l'instant $t_0 = 1,83 \mu s$, les aires correspondant à chaque courbure sont approximativement égales, et l'on se trouve bien dans le cas où $I_1 \simeq I_2$.

3°) Résultats quantitatifs

Le cylindre C_2 , qui mesure le courant de dépolarisation du plasma situé dans la région II, est mobile suivant un axe perpendiculaire au plan de la courbe et passant par le point d'inflexion. Il permet d'obtenir les distributions diamétrales de



-Fig. III, 20-

de courant, représentées sur la Fig. III,21 pour les deux sens du champ magnétique, à l'instant $t = 2,5 \mu s$ (maximum du signal).

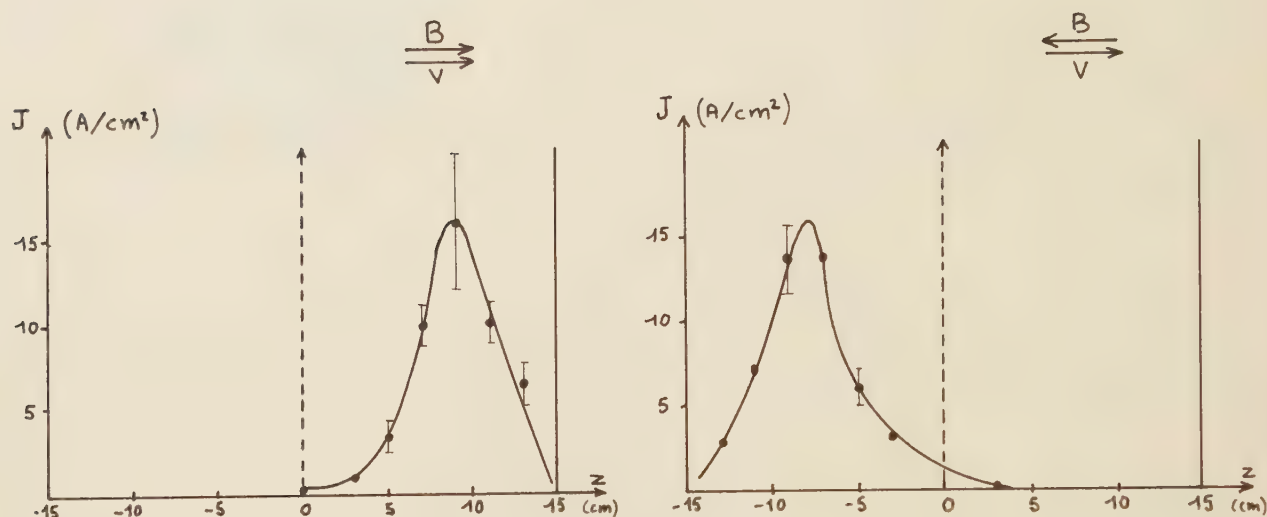
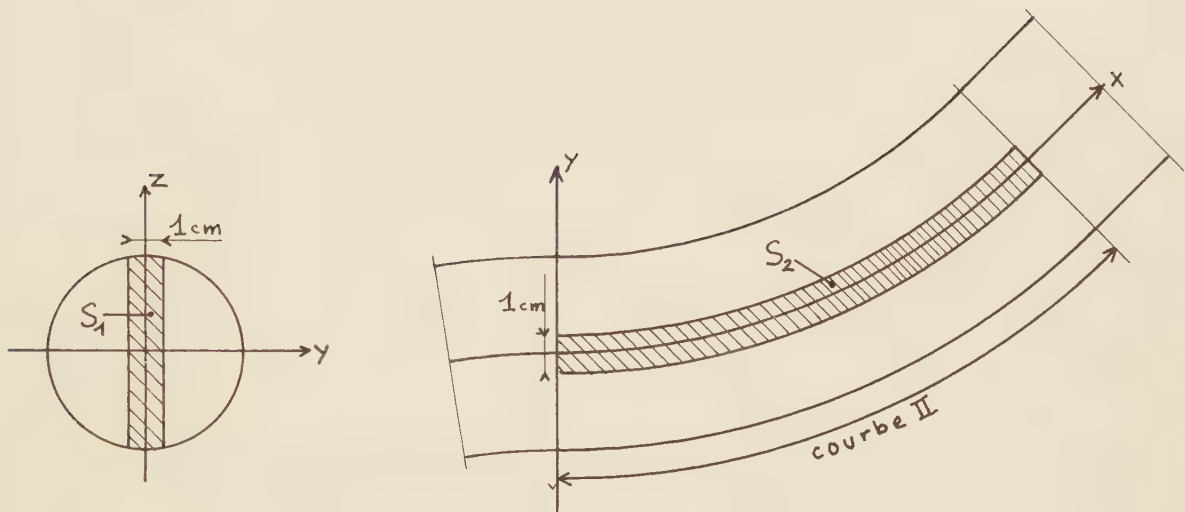


Figure III,21

L'intégrale de l'une de ces courbes permet d'obtenir la valeur du courant qui circule à travers une bande de 1 cm de largeur, perpendiculaire au plan de la courbe et passant par le point d'inflexion (surface S_1 sur la Fig. III,22). On trouve un courant de 100 Ampères environ.

Le courant qui traverse au même instant la surface S_2 représentée sur la Fig. III,22 peut être calculé à partir de l'intégrale, prise sur la région II, de la courbe III,20-d.



Coupe au point
d'inflexion

- Figure III, 22 -

On obtient une valeur de **120 Ampères**. L'accord entre ces deux mesures est satisfaisant.

Ces chiffres conduisent à admettre que la section offerte au passage du courant est environ dix fois supérieure suivant la direction ox que le long des lignes de force. Ce facteur dix est compatible avec les estimations que l'on peut faire par ailleurs, basées sur les dimensions du plasma et de la machine.

c) Mesures à l'aide de bobinages de Rogowski

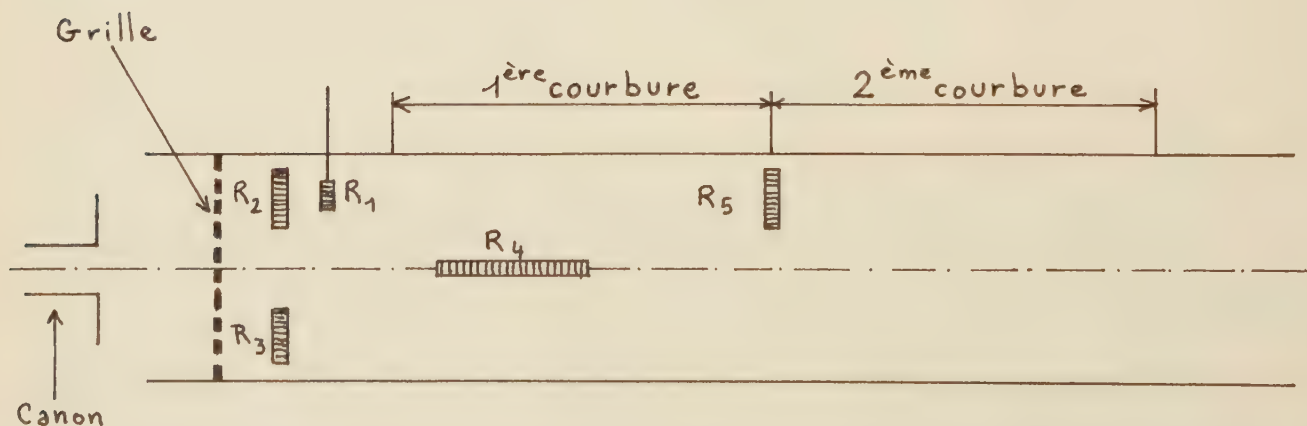
Les cylindres de Faraday présentent l'inconvénient de donner une mesure de courant ponctuelle. De plus, ils ne permettent pas de mesurer le courant de polarisation qui existe dans les parties courbes suivant la direction oz .

On peut alors employer des bobinages de Rogowski, décrits au paragraphe a). La Fig. III, 23 indique l'emplacement des bobinages utilisés, notés R_1 à R_5 . Ces bobinages sont protégés par des tores en quartz.

R_1 est mobile le long d'un diamètre perpendiculaire au plan de la courbe, et sa section utile est de l'ordre de 4 cm^2

R_2 , R_3 et R_5 mesurent le courant circulant dans une section de 35 cm^2 , le long des lignes de force magnétiques.

R_4 mesure le courant de polarisation sur une section de 300 cm^2 dans la direction oz .



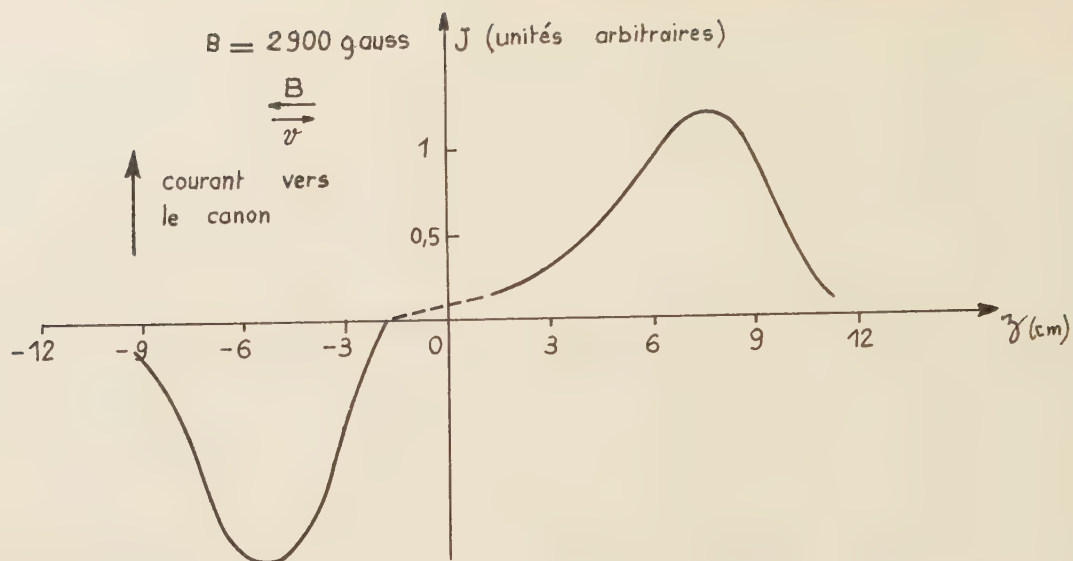
- Figure III, 23 -

Lorsque l'on opère avec un champ rectiligne créé par les bobines I à VI, R_1 recueille un signal parasite qui peut être dû à une décharge entre le canon et la chambre à vide. Lorsque l'on opère avec toutes les bobines, le signal est nettement plus important. La courbe de la Fig. III, 24 a été obtenue en faisant pour chaque point la différence entre l'amplitude du signal recueilli par R_1 à $t = 1,5 \mu s$ lorsque le champ magnétique est courbe et lorsqu'il est rectiligne. Cette mesure met en évidence des courants de signes opposés de part et d'autre du plan de la courbe.

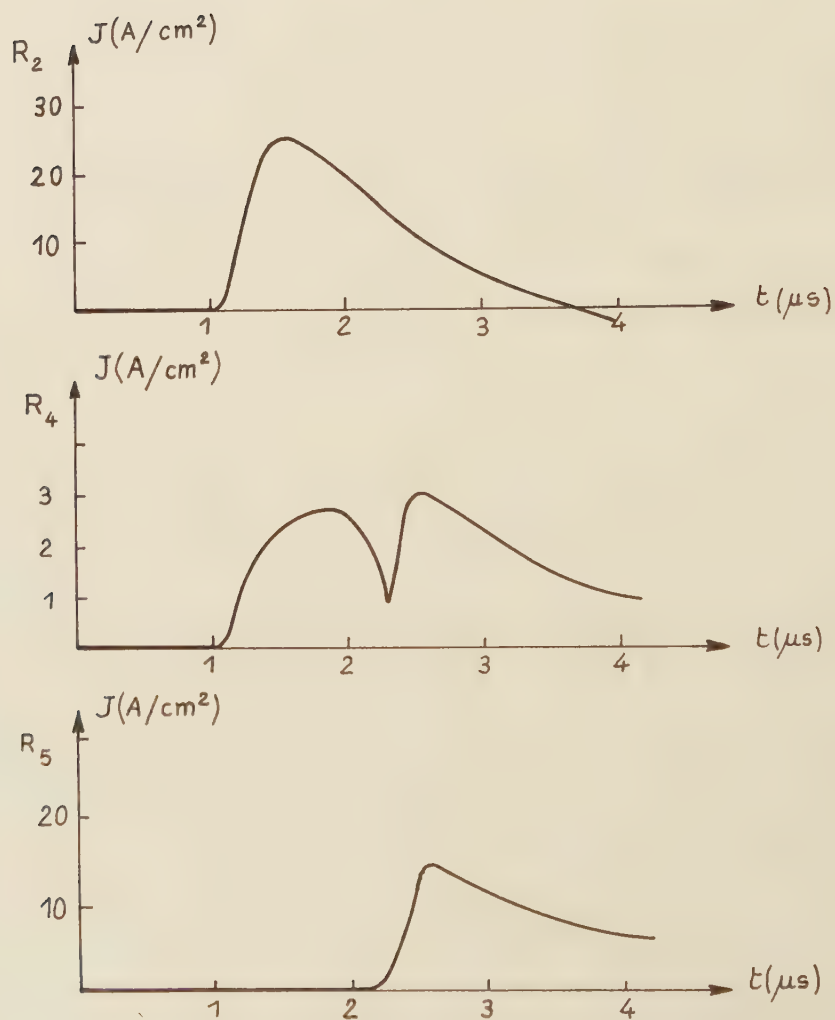
Les signaux délivrés par R_2 et R_3 sont sensiblement égaux et de sens opposés. Ces signaux changent de signe lorsque l'on inverse le sens du champ magnétique.

A l'instant $t = 1,5 \mu s$, la densité de courant mesurée par R_4 est de $2,3 A/cm^2$, tandis que celle que mesure R_2 est de $25 A/cm^2$. Ces deux valeurs sont en accord avec les mesures effectuées à l'aide des cylindres de Faraday, en tenant compte du fait que la section dans laquelle circule le courant est environ dix fois supérieure suivant oz que suivant ox , et que la densité est plus élevée dans la première courbure que dans la seconde (à cause de l'allongement de la bouffée). Ces résultats sont d'autre part en accord avec la valeur théorique de la densité de courant dans la première courbure, qui est de l'ordre de $3 A/cm^2$.

La Fig. III, 25 représente les signaux moyens délivrés par les bobinages R_2 , R_4 et R_5 . Les courbes ont été obtenues en faisant, à plusieurs instants, la moyenne des amplitudes des signaux obtenus au cours d'une série de 12 tirs du canon. L'étude de ces oscillogrammes conduit aux mêmes conclusions que les expériences précédentes utilisant des cylindres de Faraday, mais les phénomènes sont moins nets. Ceci peut être dû au fait que la bande passante des circuits de mesure, dont la limite supérieure est voisine de 10 Mégacycles, peut être réduite par la capacité parasite qui apparaît lorsque les bobinages sont plongés dans le plasma.



- Fig. III, 24 -



- Fig. III, 25 -

Au cours de cette série d'expériences, la vitesse du plasma est plus faible que lors des expériences précédentes. Les instants correspondant aux différentes phases du phénomène de dépolarisation ne sont donc pas comparables aux précédents.

Entre les instants $t = 2 \mu s$ et $t = 2,5 \mu s$, le signal de R_4 présente un minimum, qui peut être dû à un effet selfique au moment de l'établissement du courant dans le circuit de dépolarisation qui relie les deux courbures entre elles (circuit B).

Ce phénomène mis à part, on peut retrouver aisément, à partir des trois oscillogrammes, les différentes étapes qui ont été mises en évidence au cours de l'étude précédente et qui sont schématisées sur la Fig. III, 17.

d) Conclusion

L'ensemble des mesures précédentes confirme l'hypothèse introduite au chapitre I, concernant l'annulation du champ électrique de polarisation par circulation de courant le long des lignes de force du champ magnétique. Elles mettent en évidence le rôle joué par la double courbure du champ dans ce phénomène. Les schémas de la Fig. III, 17 constituent une interprétation simple du processus de dépolarisation nécessaire pour assurer le passage de la bouffée de plasma dans le champ en S. La valeur de la densité de courant mesurée est en accord avec le calcul théorique.

III.3.3 - Etude de la dérive dans une direction perpendiculaire au plan de la courbe (dz)

Lorsque la grille en nickel (transparence 85 %) est placée dans la partie rectiligne d'entrée, la dérive du plasma le long du diamètre ab , (dy), est faible. Dans ces conditions, la distribution radiale de densité a été déterminée à l'aide de cylindres de Faraday, le long d'un diamètre perpendiculaire au plan de la courbe et passant par le point d'inflexion I de l'axe magnétique.

La mesure a été effectuée avec un champ magnétique de 2900 Gauss, d'abord orienté dans le même sens que la vitesse du plasma, puis dans le sens contraire (Fig. III, 26). On constate que le sens de la dérive change avec le sens du champ, et

que son amplitude est compatible avec la valeur calculée à partir de l'expression (III.1) :

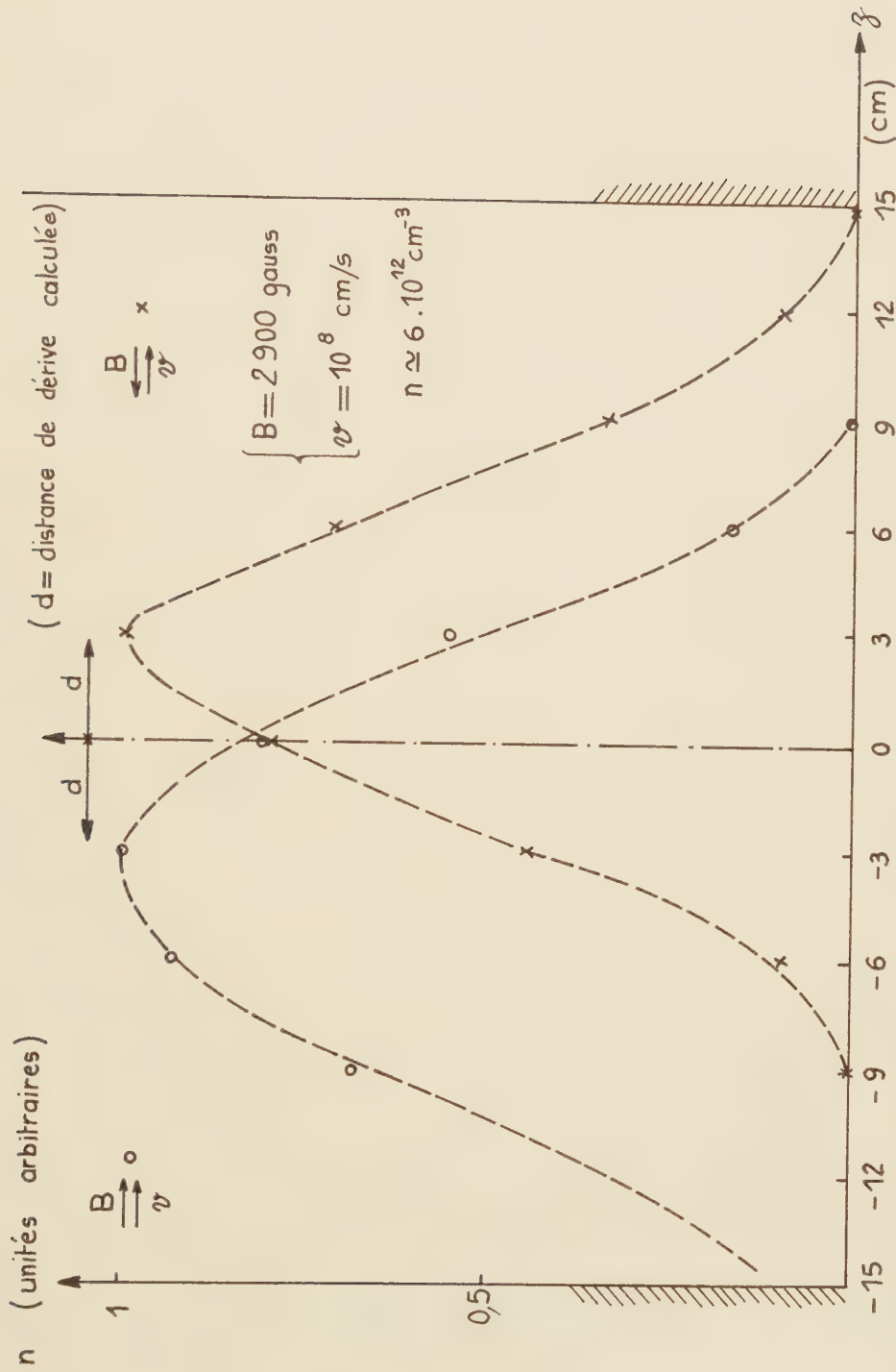
$$|d_z| = \frac{m v_{\parallel} \varphi}{q B}$$

La Fig. III, 27 donne les distributions correspondant aux valeurs 2900 Gauss et 1500 Gauss du champ magnétique.

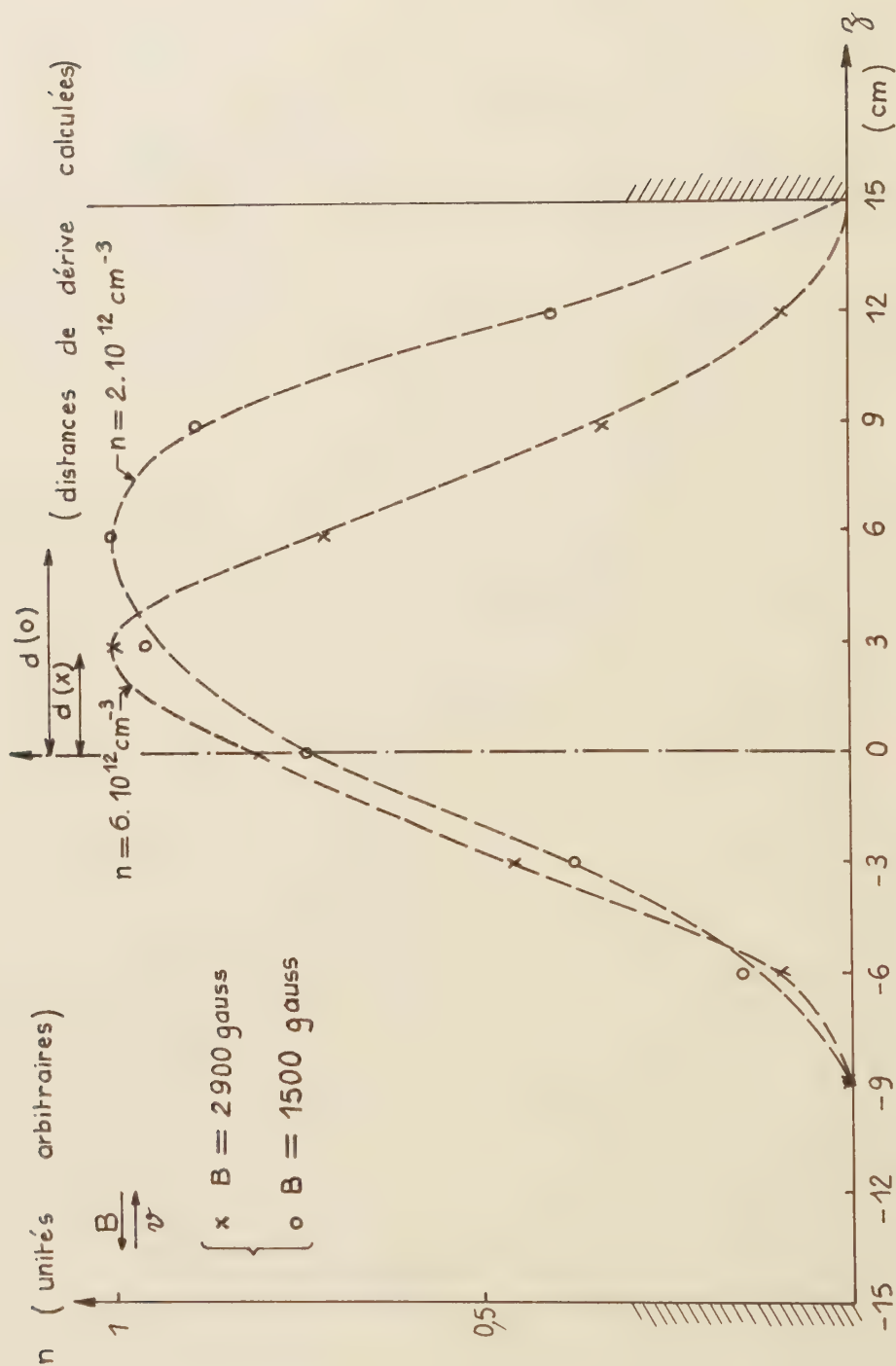
Ces résultats sont identiques à ceux qui ont été obtenus avec un rapport

$$\frac{B_c}{B} = 0,05.$$

Il en résulte que, lorsque le champ électrique de polarisation est nul, ou suffisamment faible pour que son influence soit négligeable, la loi de dérive ci-dessus est applicable à chacun des ions du plasma, même lorsque la densité est relativement élevée (environ $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).



— Fig. III, 26 —



— Fig. III, 27 —

CONCLUSION

Il résulte des mesures précédentes que le champ électrique de polarisation peut être annulé à condition que la conductivité dans une direction perpendiculaire aux lignes de force magnétiques soit suffisante dans la partie rectiligne d'injection.

Lorsque la répartition du plasma est telle que les courants de polarisation sont égaux de part et d'autre du point d'inflexion, la double courbure du champ magnétique joue un rôle important dans le mécanisme d'annulation du champ électrique. Néanmoins, il ne semble pas que cette configuration soit indispensable à une bonne transmission du plasma, qui peut être assurée au moyen d'une grille conductrice placée entre le canon et l'entrée de la courbe. La double courbure présente surtout l'intérêt d'obtenir à la sortie de la configuration, un plasma sensiblement centré sur l'axe magnétique, et dont la distribution spatiale des vitesses est la même que celle du plasma injecté.

L'injection dans un champ magnétique curviligne constitue un procédé efficace de purification vis-à-vis des ions lourds pour la portion la plus rapide du plasma. La loi de dérive d'une particule isolée, donnée par :

$$|dz| = \frac{m v_{\parallel} c}{q B}$$

est applicable à chacun des ions du plasma lorsque les conditions expérimentales sont telles que le champ électrique de polarisation est négligeable.

Outre la possibilité de purifier le plasma vis-à-vis des atomes neutres, grâce au pompage par des parois froides, on peut envisager une modification [28] du champ magnétique qui devrait permettre de purifier la totalité de la bouffée et non plus seulement la partie rapide de celle-ci vis-à-vis des ions lourds.

Désignons par r et ρ les rayons respectifs de la chambre et du plasma. Tous les ions de masse m_1 (qui constituent le plasma utile) seront transmis si :

$$d_1 = \frac{m_1 v_{||} \varphi}{q B} < r - \rho$$

En revanche, tous les ions de masse $m_2 > m_1$ seront éliminés si :

$$d_2 = \frac{m_2 v_{||} \varphi}{q B} > r + \rho$$

Pour que la dérive de toutes les particules de même masse soit constante, quelle que soit leur vitesse, il suffit que le rapport $\frac{v_{||}}{B}$ reste constant. Il est facile de voir que cette condition est réalisée si le champ magnétique est de la forme :

$$B(x, t) = \frac{B_0}{v_0} \frac{x}{t}$$

Dans ces conditions, il doit être possible de purifier la totalité de la bouffée de plasma vis-à-vis des ions lourds.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] GLASSTONE (S.) et LOVBERG (R. H.).- Controlled Thermonuclear Reactions.- D. Van Nostrand Company Inc.- Princeton (New Jersey), 1960.
- [2] ROSE (D. J.) et CLARK (M.).- Plasmas and Controlled Fusion.- The M. I. T. Press, 1960.
- [3] CHUBB (J. N.).- Tech. Div. Memo n° 65, Culham, G. B., 1966.
- [4] PREVOT (F.) et SLEDZIEWSKI (Z.).- Le Vide, vol. 19, n° 113, p. 342, 1964.
- [5] WATSON (K. M.).- Phys. Rev., vol. 102, n° 12, 1956.
- [6] PARKER (E. N.).- Phys. Rev., vol. 107, p. 924, 1957.
- [7] SCHMIDT (G.).- Phys. Fluids, vol. 3, n° 6, p. 961, 1960.
- [8] KHIZHNYAK (N. A.).- Soviet Phys.- Tech. Phys.- vol. 10, n° 5, p. 655, 1965.
- [9] VOITSENYA (V. S.) et all. - Soviet Phys. - Tech. Phys. - vol. 9, n° 2, p. 221, 1964.
- [10] EUBANK (H. P.) et WILKERSON (T. D.).- Phys. Fluids, vol. 4, n° 11, p. 1407, 1961.
- [11] DELCROIX (J. L.).- Physique des Plasmas I.- Dunod, 1963.
- [12] CHANDRASEKHAR (S.).- Plasma Physics.- The University of Chicago Press, 1960.
- [13] NORTHROP (T. G.).- Ann. Phys. - vol. 15, pp. 79-101, 1961.
- [14] LAFLEUR (S. et Ch.).- EUR-CEA-FC-88, 1961.
- [15] VERON (D.).- Commun. privée.
- [16] MARSHALL (J.).- Phys. Fluids, vol. 3, p. 135, 1960.
- [17] FAUGERAS (P. E.), LASRY (J.), VERON (D.).- Compt. rend. Académie des Sciences de Paris, vol. 258, 1964.

- [18] HUDDLESTONE (R.H.) et LEONARD (S.L.).- Plasma diagnostic techniques, Academic Press, New York, 1965.
- [19] GOODING (T.J.), HAYWORTH (B.R.) et LOVBERG (R.H.).- A.I.A.A. Journal, vol.1, p.1289, 1963.
- [20] DESCHAMPS (P.), VERON (D.).- EUR-CEA-FC-409, 1966.
- [21] DESCHAMPS (P.), LASRY (J.), VERON (D.).- 2ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et la Recherche concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée, Culham, CN-21/66, 1965.
- [22] ADAM (J.).- EUR.CEA-FC-98.
- [23] RENAUD (C.), TACHON (J.).- J.Nuclear Energy, Part.C, vol.5, p.235, 1963.
- [24] RENAUD (C.).- Rapport CEA n° 2252, 1963.
- [25] RENAUD (C.).- Mémoire présenté au C.N.A.M., juin 1966.
- [26] JACQUINOT (J.), LELOUP (C.), WAELBROECK (F.).- Rapport EUR 1916 f, 1965.
- [27] HEALD (M.A.) et WHARTON (C.B.).- Plasma diagnostics with microwaves.- J.Wiley and Sons, Inc., 1965.
- [28] VERON (D.).- Commun.privée.

Manuscrit reçu le 7 juin 1967

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY, le 22 mai 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BERGERARD

Vu

et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

J. ROCHE

